

Elastische Kernstreuung von monoenergetischen Photonen im Riesenresonanzgebiet von Blei

von
Wilfried Harfst
geb. in Neukirch/Lausitz

Mainz 1976

Elastische Kernstreuung von monoenergetischen
Photonen im Riesenresonanzgebiet von Blei

D i s s e r t a t i o n
zur Erlangung des Grades

" D o k t o r
der Naturwissenschaft "
am Fachbereich Physik
der Johannes - Gutenberg - Universität
in Mainz

Wilfried Harfst
geb. in Neukirch/Lausitz

Mainz 1976



Dekan Prof. Dr. D. Drechsel

Berichterstatter Prof. Dr. B. Ziegler

Berichterstatter Prof. Dr. H. Ehrenberg

Tag der mündlichen Prüfung 16. Juli 1976

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	Seite 1
2.	Übersicht über verschiedene Messungen	
2.1	Inelastische Elektronenstreuungen	4
2.2	Inelastische Protonen-, ^3He - und ^4He -Streuexperimente	7
3.	Theoretische Beschreibung des Photonenstreuquerschnitts	
3.1	Dispersionsrelationen	10
3.2	Quantenmechanische Beschreibung	13
3.3	Rayleigh- und Delbrückstreuung	16
3.3.1	Rayleighstreuung	16
3.3.2	Delbrückstreuung	17
3.4	Berücksichtigung des Formfaktors in der elastischen Photonenstreuung	18
3.5	Dipol- und Quadrupolsummensätze	20
3.6	Vergleichende Übersicht über Meßergebnisse und Schalenmodellrechnungen	24
4.	Experimenteller Aufbau	
4.1	Anlage zur Erzeugung monochromatischer Photonen	27
4.2	Gamma-Spektrometer	29
4.3	Messung des Energieflusses der Photonen mit der "P2"	30
5.	Experimentelle Bestimmung der Streuquerschnitte	
5.1	Einstelldaten des Linearbeschleunigers	33
5.2	Streutarget	34
5.3	Messung des Streuquerschnitts	34
6.	Auswertverfahren der Streuspektren	
6.1	Bestimmung der Apparatfunktion der Spektrometer	36
6.2	Auswertung der Streumessungen am Blei	38
7.	Diskussion der Meßergebnisse	38
7.1	Vergleich der elastischen Photonenstreuungen mit den (γ, n) -Messungen	39

7.2	Einfluß der Ladungsverteilung des Kerns auf die elastischen Photonenstreuquer- schnitte	41
7.3	Einfluß möglicher Quadrupolresonanzen auf die Meßergebnisse	42
8.	Zusammenfassung	44

1. Einleitung

Die Erforschung der Struktur der Atomkerne, insbesondere das Gebiet oberhalb der Teilchenschwelle, durch die elektromagnetische Wechselwirkung der Atomkerne mit reellen Photonen ist seit einigen Jahren das Arbeitsgebiet unserer MPI-Gruppe am Mainzer Linearbeschleuniger. Dabei wird einerseits die nukleare Absorption der primären Photonen, andererseits die elastische Streuung von Photonen an Atomkernen gemessen. Während man bei der Absorption nur die Schwächung des primären Photonenstrahls mißt und damit alle Teilchenemissionsprozesse integral erfaßt, kann man bei der elastischen Photonenstreuung durch Messung der Winkelverteilung der gestreuten Photonen zusätzlich noch die Multipolarität des Überganges bestimmen mit Ausnahme von Monopolübergängen, die aus Drehimpulsgründen mit reellen Photonen nicht angeregt werden können. Da nun aber Absorption und elastische Photonenstreuung nicht unabhängig voneinander sind, sondern über die im Kausalitätsprinzip begründeten Dispersionsrelationen miteinander verknüpft sind, können Absorptions- und elastische Streumessungen direkt miteinander verglichen werden. Somit ist die Photonenstreuung eine wertvolle Ergänzung der bisherigen Absorptionsmessungen.

Streumessungen wurden an unserem Institut vor einigen Jahren mit einem kontinuierlichen Bremsspektrum durchgeführt (Cz 69). Der Vorteil dieser Experimente war es, daß man mit einer einzigen Messung den gesamten Verlauf des Streuquerschnitts bis zur Endenergie des Bremsspektrums bestimmte. Dadurch wurden zwar Normierungsschwierigkeiten vermieden, allerdings konnte bei höheren Photonenenergien (~ 80 MeV) nicht mehr zwischen kohärenter und inkohärenter Streuung unterschieden werden. Außerdem ergaben sich erhebliche Probleme durch hochenergetische Neutronen.

Aus diesem Grunde ist vor einigen Jahren eine Anlage zur Erzeugung monoenergetischer Photonen durch Positronenvernichtung im Flug aufgebaut worden (Hau 72), an der als Testmessung für spätere Streumessungen im Gebiet der Riesenresonanz eine Resonanzfluoreszenzmessung am 15.11 MeV-Niveau des ^{12}C durchgeführt wurde (Le 74). Es zeigte sich, daß der Quantenfluß von 2×10^5 monoenergetische Photonen pro sec. erfolgreiche Streumessungen im Gebiet der Riesenresonanz erwarten ließ.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit elastischen Streumessungen, die im Energiebereich von 11 bis 30 MeV gleichzeitig unter den beiden Streuwinkeln von 90° und 135° an natürlichem Blei durchgeführt wurden. Vergleichbare Photonenstreuemessungen sind vor einigen Jahren in SACLAY (Mi 66) im Energiebereich von 11 bis 17 MeV durchgeführt worden.

In dieser Arbeit soll untersucht werden, ob mit Hilfe elastischer Photonenstreuquerschnitte die nukleare Absorption von Blei bestimmt werden kann.

Bei den totalen γ -Absorptionsmessungen wird der Kernquerschnitt $\sigma_{\text{nuc}}(E)$ bestimmt, indem vom gemessenen totalen Absorptionsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(E)$ der berechnete atomare Querschnitt $\sigma_a(E)$ subtrahiert wird:

$$\sigma_{\text{nuc}}(E) = \sigma_{\text{tot}}(E) - \sigma_a(E)$$

Der Hauptanteil der atomaren Absorption im Energiebereich oberhalb der Teilchenschwelle ist die Paarerzeugung im Feld des Kerns. Coulomb- und Screening-Korrekturen zum Paarquerschnitt sind für schwere Kerne aber nur ungenau bekannt. Deswegen sind diese Absorptionsmessungen für Kerne mit $Z > 20$ mit systematischen Fehlern behaftet (Ah 75), die

mit Z wachsen und für Pb etwa die Größe des Kernquerschnitts erreicht (Si 71, Gi 72, Ah 75).

Bei den (γ, n) -Messungen wiederum besteht zwischen den einzelnen Gruppen in SACLAY (Be 70), LIVERMORE (Har 64) und ILLINOIS (Yo 72) eine erhebliche Diskrepanz, die darauf zurückzuführen ist, daß das Ansprechvermögen der Neutronenspektrometer nur schwer berechnet werden kann.

Elastische Photonenstreuungen erscheinen bei Kernen mit hohem Z als die beste Methode, den totalen Kernquerschnitt zu bestimmen.

Nach theoretischen Rechnungen (Bo 72, Ham 72, Su 73) und experimentellen Ergebnissen aus inelastischen Elektronenstreuungen (Na 73, Pi 74, Sch 75) wird unterhalb der Dipolriesenresonanz eine isoskalare ($\Delta T=0$) und oberhalb eine isovektorielle ($\Delta T=1$) Quadrupolresonanz vorhergesagt. In der inelastischen Elektronenstreuung ist es nun schwer, zwischen Monopol- und Quadrupolübergängen zu entscheiden, da die Winkelverteilungen für beide Übergänge ähnlich sind. Bei der Photonenstreuung ist dagegen jede Abweichung von der Dipolverteilung unter Berücksichtigung der Ladungsverteilung des Kernels eindeutig auf eine Quadrupolanregung zurückzuführen, da einerseits EO-Übergänge mit reellen Photonen nicht angeregt werden können, andererseits aber Übergänge höherer Multipolarität aus Intensitätsgründen nicht nachgewiesen werden können.

Die dritte Frage, die von Interesse ist, gilt der räumlichen Ausdehnung des Kernels. CZOCK (Cz 69) konnte die von ihm gemessenen Streuquerschnitte nur erklären, wenn er für die Resonanzstreuung den Formfaktor des Kernsystems ebenso berücksichtigte wie für den nichtresonanten Kerntomsonquerschnitt. Eine genaue Bestimmung der Winkelver-

teilung der Resonanzstreuung kann über die Gültigkeit von Modellvorstellungen (GOLDHABER-TELLER-Modell oder direkte Reaktionen) Auskunft geben. Eine exakte Theorie hierfür gibt es zur Zeit noch nicht.

2. Übersicht über verschiedene Messungen

2.1 Inelastische Elektronenstreuemessungen

Für die Lage der Dipolriesenresonanz des ^{208}Pb ebenso wie für die Kerne La, Ce und Pr zeigen die inelastischen Elektronenstreuemessungen der Gruppe aus Darmstadt (Wal 73, Pi 73) eine Abhängigkeit des Resonanzmaximums von der Anregungsenergie. Die Autoren vermuten, daß die Energieverschiebung entweder auf einen Magnetisierungsbeitrag zum Übergangsmatrixelement (elektrischer Spinflip) oder auf M2-Übergänge oberhalb des Maximums der Dipolriesenresonanz zurückzuführen ist.

Unter Rückwärtswinkeln konnten die Messungen von PITHAN et al. (Pi 74) nur erklärt werden, wenn für die Übergangsladungsverteilung $\varrho_{\text{tr}}(r)$ in den DWBA-Rechnungen nicht die des hydrodynamischen Modells (Tas 56), das heißt $\varrho_{\text{tr}}(r) \sim d\varrho_0(r)/dr$, sondern wenn $\varrho_{\text{tr}}(r) \sim \varrho_0(r)$ angenommen wurde. $\varrho_{\text{tr}}(r) \sim d\varrho_0(r)/dr$ beschreibt Oberflächen-, $\varrho_{\text{tr}}(r) \sim \varrho_0(r)$ Volumenoszillationen.

Die inelastischen Elektronenstreuemessungen weisen auf Monopol- und Quadrupolübergänge unter- und oberhalb der Dipolriesenresonanz des ^{208}Pb hin (Na 73, Pi 74, Sch 75). Eine Übersicht über die einzelnen Messungen ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

E_x (MeV)	J^π	$B(EL)$ (fm ^{2L})	Γ (MeV)	EWSR (%)	Autor
8.6-11.6	2^+	$(3.8 \pm 0.4) \times 10^3$		47	
	0^+	8×10^3		100	Nagao et al.
22	2^+	$(3.4 \pm 1) \times 10^3$		60	(Na 73)
	0^+	7.2×10^3		126	

8.9	0^+	$(5 \pm 3) \times 10^3$	1.8 ± 0.5	50	
10.5	2^+	$(6.7 \pm 2.5) \times 10^3$	2.8 ± 0.3	95	Pitthan et al.
13.6	1^-	103 ± 20	3.9 ± 0.1	205 ^a	(Pi 74)
		53 ± 10		105 ^b	
22.5	2^+	$(4.2 \pm 1.4) \times 10^3$	5.0 ± 1.0	85	

8.9	2^+	$(3.1 \pm 1.2) \times 10^3$	1.3 ± 0.2	35	Schwierczinski
10.8	2^+	$(6.0 \pm 1.5) \times 10^3$ ^c	2.7 ± 0.2	80	et al. (Sch 75)
14.1	1^-	59 ± 5	4.05 ± 0.3 ^d	112	

^aOberflächenoszillationen $\vartheta_{tr}(r) \sim d \vartheta_o(r)/dr$

^bVolumenoszillationen $\vartheta_{tr}(r) \sim \vartheta_o(r)$

^cSumme des Triplets bei 10.2, 10.6 und 11.2 MeV

^dentnommen aus den (γ, n) -Messungen von (Be 70)

Dabei ist:

E_x = Anregungsenergie

J^π = Multipolarität des Überganges

$B(EL)$ = reduziertes Übergangsmatrixelement

Γ = Breite des Zustandes

EWSR = energy weighted sum rule

Die besondere Schwierigkeit der inelastischen Elektronenstreuexperimente besteht darin, daß zur Berechnung des Formfaktors Modellannahmen über die Übergangsladungsverteilung des Kerns gemacht werden müssen, und daß die Winkelverteilung für Monopol- und Quadrupolübergänge für kleine Streuwinkel bzw. niedrige Impulsüberträge nahezu identisch verläuft. In der Abbildung 1 ist das Verhältnis des inelastischen Elektronenstreuquerschnitts zum Mottquerschnitt, das das Quadrat des Formfaktors angibt, in Abhängigkeit vom Streuwinkel für E0- und E2-Anregungen dargestellt. Nur unter Rückwärtswinkeln zeigt sich eine Abweichung in der Winkelverteilung für Monopol- und Quadrupolübergänge. Eingezeichnet sind die Meßpunkte der Gruppe aus Darmstadt (Sch 75) für die Summe der Wirkungsquerschnitte der Übergänge bei 10.2, 10.6 und 11.2 MeV. Aufgrund dieser Schwierigkeiten konnten einige Autoren (Na 73, Pi 74) die Multipolarität der Übergänge nur indirekt durch Vergleich mit den f -Absorptionsexperimenten bestimmen.

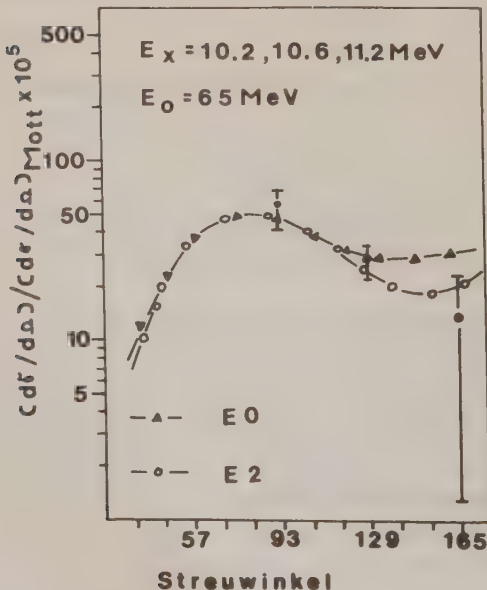


Abb. 1:
Verlauf des Quadrats
des Formfaktors für
E0- und E2-Anregungen.
Die eingezeichneten
Meßpunkte sind die Meß-
ergebnisse der Gruppe
aus Darmstadt (Sch 75).

2.2 Inelastische Protonen-, ^3He - und ^4He - Streuexperimente

Um die Frage der Quadrupolresonanzen im ^{208}Pb zu klären, sind neben den inelastischen Elektronenstreuexperimenten auch inelastische Protonen-, ^3He - und ^4He -Streuexperimente durchgeführt worden. In diesem Abschnitt soll ein Überblick über diese Experimente gegeben werden. Inelastische Protonenstreuquerschnitte für ^{208}Pb sind von den Gruppen in Oak Ridge (Lew 73) und Orsay (Mar 73) gemessen worden. In der Abbildung 2 ist ein inelastisches Protonenstreupektrum der Gruppe in Orsay für den Streuwinkel $\Theta=10^\circ$ dargestellt. Die in den inelastischen Elektronenstreuexperimenten (Sch 75) in drei Peaks bei den Anregungsenergien von 10.2, 10.6 und 11.2 MeV aufgespaltene isoskalare ($4T=0$) Quadrupolresonanz erscheint im inelastischen Protonenspektrum nicht aufgelöst bei einer Anregungsenergie von 10.9 MeV. Das Maximum der Dipolriesenresonanz ist mit 14.4 MeV gegenüber den (γ, n) -Messungen (Be 70) um etwa 0.8 MeV nach höheren Energien verschoben. Der Übergang bei 20.5 MeV ist statistisch nicht gesichert.

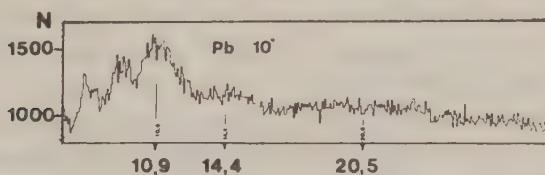


Abb. 2: Inelastisches Protonenstreupektrum (Mar 73)

$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ -Messungen sind von der Gruppe der Michigan State University (Moa 73) für mehrere Elemente von ^{27}Al bis ^{209}Bi durchgeführt worden. Für ^{208}Pb erscheinen die Anregungen oberhalb der Teilchenschwelle in diesen Messungen als breite, strukturlose Verteilung (Abb. 3). Für die Auswertung der Messungen subtrahieren die Auto-

ren einen linearen Untergrund und für die Dipolriesenresonanz eine Lorentzlinie mit den Parametern aus den (γ, n)-Messungen (Be 70).

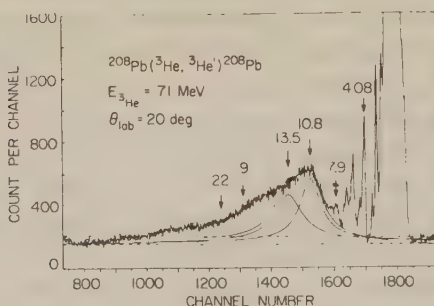


Abb. 3: (^3He , $^3\text{He}'$)-Spektrum (Moa 73)

In der inelastischen ^4He -Streuung werden selektiv nur isoskalare ($\Delta T=0$)-Modes angeregt. In der Abbildung 4 ist das Meßergebnis der Gruppe der Texas A&M University (You 74) für verschiedene Elemente dargestellt. Für die Elemente ^{40}Ca , ^{90}Zr und ^{208}Pb erscheint die isoskalare Quadrupolresonanz bei einer Anregungsenergie von $63A^{-1/3}$. Die Stärke des E2-Überganges wurde nur für ^{90}Zr zu 54% der EWSR* bestimmt. Eine Anregung der Dipolriesenresonanz ist bei den gezeigten Elementen nur für Pb nicht isospinverboten und wurde zu 15% bestimmt. In den Messungen am ^{40}Ca und ^{208}Pb ist am niederenergetischen Ende des Spektrums der "quasi"-elastische Peak zu sehen, ähnlich wie in der inelastischen Elektronenstreuung.

* energy weighted sum rule

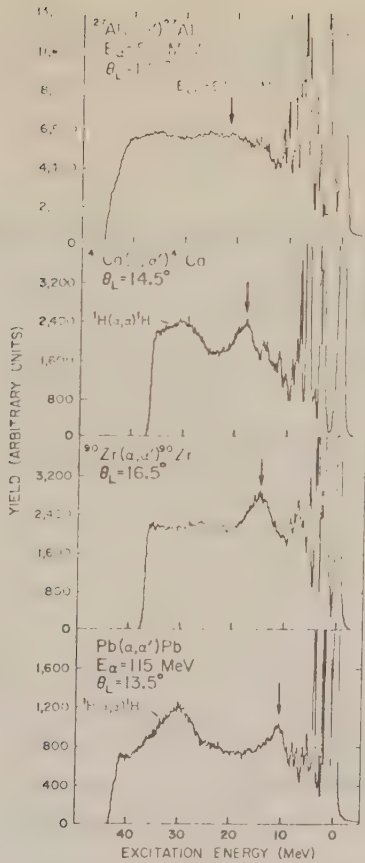


Abb. 4: ($^4\text{He}, ^4\text{He}'$)-Spektrum (You 74)

Die Meßergebnisse der inelastischen Protonen- und ^3He -Streuung weichen deutlich voneinander und von den inelastischen Elektronenstreuungsmessungen (Na 73, Pi 74, Sch 75) ab. Für die Stärke der isoskalaren Quadrupolresonanz werden folgende Werte angegeben:

Autor	EWSR (%)
Mar 73	30
Moa 73	120 ± 30

Hinsichtlich der Multipolarität des Überganges sind sowohl die inelastischen Protonen- als auch die (^3He , $^3\text{He}'$)- bzw. (^4He , $^4\text{He}'$)-Experimente mit Monopol- und Quadrupolübergängen verträglich.

3. Theoretische Beschreibung des Photonenstreuquerschnitts

3.1 Dispersionsrelationen

Die Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einem System von Ladungen führt zur Absorption und Streuung der einfallenden Welle. Der totale Absorptionsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(E)$ setzt sich zusammen aus dem Reaktionsquerschnitt $\sigma_r(E)$ und dem totalen Streuquerschnitt $\sigma_s(E)$:

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = \sigma_r(E) + \sigma_s(E) = \sigma_r(E) + \int \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega$$

Der differentielle Streuquerschnitt läßt sich durch eine komplexe Streuamplitude $S(\theta, E) = D(\theta, E) + iA(\theta, E)$ beschreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) = |S(\theta, E)|^2$$

Das optische Theorem verknüpft nun den totalen Absorptionsquerschnitt mit dem Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude:

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = 4\pi k \text{Im } S(\theta=0^\circ, E)$$

Die Dispersionsrelationen verknüpfen den Realteil der Vorwärtsstreuamplitude mit dem Totalquerschnitt:

$$\text{Re } S(\theta=0^\circ, E) - \text{Re } S(\theta=0^\circ, E=0) = \frac{E^2}{2\pi^2 \hbar c} P \int_0^\infty \frac{\sigma_{\text{tot}}(E')}{E'^2 - E^2} dE'$$

Dabei beschreibt $\text{Re } S(\theta=0^\circ, E=0) = -Z^2 e^2 / \text{AMc}^2$ die energieunabhängige Thomsonstreuamplitude.

Der Realteil der Dipolstreuamplitude ist die kohärente Überlagerung der Thomson- und der Resonanzamplitude. Deren Interferenz ist unterhalb des Maximums der Resonanz destruktiv, oberhalb konstruktiv und verschiebt das Maximum des Streuquerschnitts nach höheren Energien relativ zum Absorptionsquerschnitt (Abb. 5).

Da die elastische Dipol- und Quadrupolstreuung in die gleichen Endzustände führt, interferieren die beiden Streuamplituden. Der gesamte elastische Streuquerschnitt in Vorwärtsrichtung ergibt sich zu:

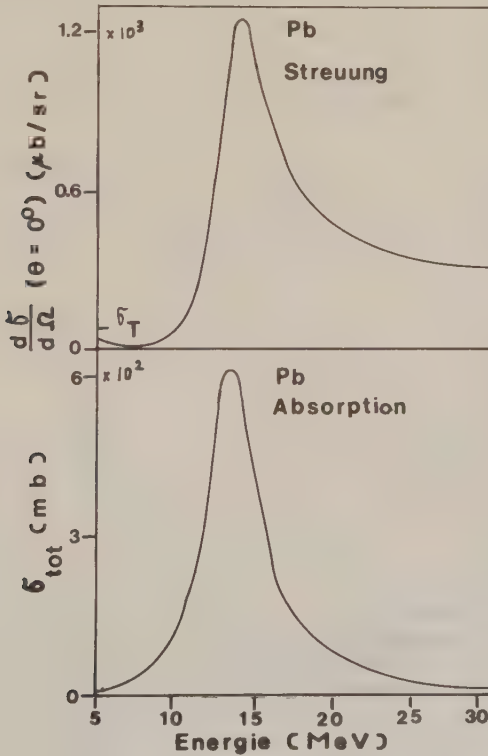


Abb. 5: Vergleich des Absorptionsquerschnitts mit dem Vorwärtsstreuquerschnitt. σ_T bezeichnet die Größe des energieunabhängigen Thomsonstreuquerschnitts.

$$|S(\theta=0^\circ, E)|^2 = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{Dip}}(0^\circ, E) + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{Quad}}(0^\circ, E) + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{DipQuad}}(0^\circ, E)$$

Dabei ist:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{Dip}}(0^\circ, E) = \text{Dipolstreuquerschnitt}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{Quad}}(0^\circ, E) = \text{Quadrupolstreuquerschnitt}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{DipQuad}}(0^\circ, E) = \text{Anteil der Dipol-Quadrupolinterferenz}$$

Für beliebige Streuwinkel θ ist nach ARENHÖVEL (A 67) für unpolarisiert einfallende Photonen der Streuquerschnitt gegeben durch (Abb. 6)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E)^{\text{Dip}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ, E)^{\text{Dip}} (1 + \cos^2\theta)/2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E)^{\text{Quad}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ, E)^{\text{Quad}} (1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta)/2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E)^{\text{DipQuad}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ, E)^{\text{DipQuad}} 2\cos^3\theta$$

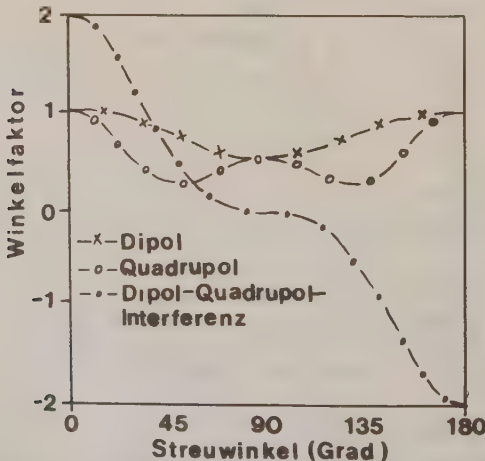


Abb. 6: Winkelverteilung der gestreuten Photonen für Dipol-, Quadrupol- und Dipol-Quadrupolinterferenzstreuung

In den Streuquerschnitten treten die Totalquerschnitte quadratisch auf. Da die Quadrupolabsorption im allgemeinen wesentlich kleiner ist als die Dipolabsorption, ist nur durch die Dipol-Quadrupol-Interferenz ein experimentell meßbarer Effekt zu erwarten.

In den Rechnungen wurden als Vergleichsmessungen die (γ, n) -Querschnitte der Gruppe in SACLAY (Be 70) benutzt. Diese Querschnitte sind nur bis 19 MeV gemessen worden. Deshalb wurde oberhalb von 19 MeV die (γ, n) -Querschnitte durch eine Lorentzlinie analytisch fortgesetzt.

3.2. Quantenmechanische Beschreibung

Für die Kernphotoreaktionen setzt sich der Hamiltonoperator zusammen aus dem Hamiltonoperator für das Kernsystem, dem Operator des Strahlungsfeldes und dem Wechselwirkungsoperator zwischen dem Strahlungsfeld und dem Kern (A 67):

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{nucl}} + H_{\text{rad}} + H_{\text{int}} \\ &= H_0 + H_{\text{int}} \end{aligned}$$

Der Kernhamiltonoperator wird durch die Schwerpunktbewegung und Relativbewegung der Nukleonen beschrieben:

$$H_{\text{nucl}} = H_{\text{cm}} + H_{\text{rm}}$$

Da die Energien der Photonen klein sind (11 bis 30 MeV) im Vergleich mit der Ruhemasse der Nukleonen, kann die Schwerpunktsbewegung nach der nichtrelativistischen Schrödingertheorie angegeben werden:

$$H_{\text{cm}} = \frac{\vec{P}^2}{2MA}$$

Dabei ist:

$\vec{P}$ = Gesamtimpuls des Kerns

M = Nukleonenmasse

A = Anzahl der Nukleonen

Die Eigenzustände der Schwerpunktsbewegung sind ebene Wellen:

$$|P\rangle = \exp(i(\frac{1}{\hbar} \vec{P}\hat{R} - \omega t))$$

Die Eigenzustände der Relativbewegung werden durch die modellabhängigen Kernwellenfunktionen beschrieben, wobei als Parameter die Relativkoordinaten, der Spin und die Anregungsenergie eingehen.

Der Operator des Strahlungsfeldes ergibt sich als

$$H_{\text{rad}} = \sum_{\vec{k}, \lambda} \hbar \omega_{\vec{k}} a_{\vec{k}, \lambda}^{\dagger} a_{\vec{k}, \lambda}$$

wobei $a_{\vec{k}, \lambda}^{\dagger}$ und $a_{\vec{k}, \lambda}$ die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für Photonen sind. $\vec{k}$ ist der Wellenzahl-, λ der Polarisationsvektor.

Die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem Kern muß lorentz- und eichinvariant sein. Sie wird beschrieben durch:

$$H_{\text{int}} = - \int d\vec{r} \left(\frac{1}{c} \vec{j} \cdot \vec{A} + \vec{\mu} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{A} \right)$$

Dabei ist:

$\vec{A}$ = Vektorpotential in Coulombbeziehung

$\vec{j}$ = Kernstromdichte

$\vec{\mu}$ = magnetisches Kernmoment

Das Vektorpotential kann in der Form

$$\vec{A} = \sqrt{\frac{2 \hbar c}{V k}} \left(a_{\vec{k}, \lambda} e_{\vec{k}, \lambda} e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} + \text{h.c.} \right)$$

geschrieben werden.

Analog der Zerlegung des Kernhamiltonoperators wird auch die Gesamtstromdichte in einen Schwerpunkts- und in einen Relativanteil zerlegt. Das führt zu einer Aufspaltung des Wechselwirkungsoperators in

$$H_{\text{int}} = H_{\text{int}}^{\text{cm}} + H_{\text{int}}^{\text{rm}}$$

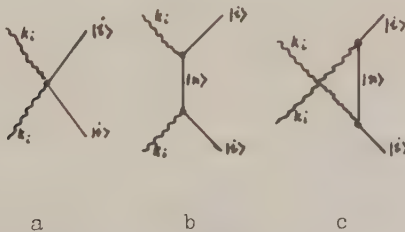
H_{int} kann als kleine Störung aufgefaßt werden. Aus der Störungsrechnung erster und zweiter Ordnung erhält man für die elastische Streuung:

$$K_{NN} = - \frac{Z^2 e^2}{AMc^2} e_{\vec{k}, \lambda}^* e_{\vec{k}', \lambda'} + \frac{1}{\hbar} \sum_{N'} \langle N | H_{\text{int}}^{\text{rm}} | N' \rangle \langle N' | H_{\text{int}}^{\text{rm}} | N \rangle$$

Der erste Term beschreibt die energieunabhängige Thomsonstreuung am ganzen Kern, der zweite Summand die Resonanzstreuung. Während des Streuprozesses wird ein Photon mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k}$ und dem Polarisationsvektor λ vernichtet und ein anderes Photon ($\vec{k}', \lambda'$) erzeugt. Der Kern geht dabei von dem Anfangszustand $|i\rangle$ über in den Endzustand $|f\rangle$. Für elastische Streuung ist $|i\rangle$ gleich $|f\rangle$. Der Resonanzverlauf wird durch den Energienenner $\frac{1}{\omega_{N'N}}$ beschrieben.

$$\omega_{N'N} = \omega_{N'} \pm \omega_0 \pm i \frac{\Gamma_{N'}}{2}$$

$\omega_{N'} = \omega_0$ ist dabei die Resonanzenergie, $\Gamma_{N'}$ die Breite des Zustandes, die ein Maß für die Lebensdauer des Zwischenzustandes $|N'\rangle$ ist. Die Feynman-Graphen zu diesen Prozessen sind:



Der Graph a beschreibt die Thomsonstreuung, die Graphen b und c die Resonanzstreuung.

3.3 Rayleigh- und Delbrückstreuung

Weitere kohärente Streuprozesse zur Kerntomson- und Kernresonanzstreuung, die von diesen experimentell nur schwer zu unterscheiden sind, sind die Rayleighstreuung an den Hüllennatomen und die Delbrückstreuung. Eine Gegenüberstellung der einzelnen Streuquerschnitte (Bö 63) in Abhängigkeit vom Streuwinkel ist in der Abbildung 7 zu sehen:

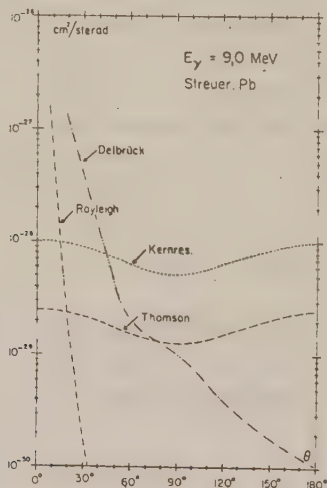


Abb. 7: Theoretische Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung unpolarisierter Photonen am Blei (Bö 63)

3.3.1 Rayleighstreuung

Unter Rayleighstreuung versteht man die elastische Streuung von Gammaquanten an den gebundenen Hüllenelektronen. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich als kohärente Überlagerung der Streuamplituden aller Elektronen. Für nicht-relativistische Energien, d.h. $\Delta k = \frac{2E}{\hbar c} \sin \frac{\theta}{2} \ll m_0 c$, läßt sich

der Streuquerschnitt als Thomsonstreuquerschnitt der Z Hüllenelektronen multipliziert mit dem Formfaktor der Elektronenhülle schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim r_0^2 f_0^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2}$$

Dabei ist:

- r_0 = klassischer Elektronenradius
- f_0 = Atomformfaktor
- θ = Streuwinkel

Für höhere Impulsüberträge existieren keine verlässlichen Rechnungen über den Atomformfaktor. Die Rechnungen überschätzen alle die Streuamplitude für Rayleighstreuung (Ja 74). Für die in diesem Experiment verwandten Quantenenergien und Streuwinkel ist die Rayleighstreuamplitude um einige Größenordnungen kleiner als die Kernthomsonamplitude und kann damit vernachlässigt werden (Abb. 7).

3.3.2 Delbrückstreuung

Delbrückstreuung ist die elastische Streuung von Photonen am Coulombfeld des Kerns, ein Prozeß, der von der Quantenelektrodynamik vorhergesagt wird. Detaillierte Rechnungen über diesen Streuvorgang sind von EHLÖTZKI und SHEPPEY (Eh 64) für die beiden Photonenenergien von 9.00 und 13.29 MeV durchgeführt worden. Die Rechnungen sagen ein starkes Anwachsen des Streuquerschnitts in Vorwärtsrichtung mit steigender Energie voraus (Abb. 7).

Messungen von JACKSON et al. (Ja 74) zeigen nun, daß für die elastische Streuung von 10.83 MeV Photonen am Blei für Streuwinkel $\theta \geq 70^\circ$ kein Einfluß der Delbrückstreuung auf den elastischen Streuquerschnitt mehr festzustellen ist (Abb. 8).

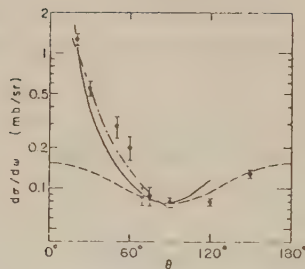


Abb. 8: Winkelverteilung für die elastische Streuung von 10.83 MeV Photonen am Blei. Die eingezeichneten Meßpunkte sind die Meßergebnisse von JACKSON et al (Ja 74). Die durchgezogene (Eh 64) und die mit (-.-) bezeichnete (Mo 74) Kurven berücksichtigen den Einfluß der Delbrückstreuung nach verschiedenen Rechnungen.

3.4 Berücksichtigung des Formfaktors in der elastischen Photonenstreuung

CZOCK (Cz 69) hat in seiner Arbeit gezeigt, daß bei der elastischen Photonenstreuung für Streuwinkel $\theta > 0^\circ$ die Ladungsverteilung des Kerns berücksichtigt werden muß. Dem Formfaktor lag die gleiche Grundzustandsladungsverteilung zugrunde, die sich aus der elastischen Elektronenstreuung ergibt.

Der Formfaktor ist definiert als Fouriertransformierte der Ladungsverteilung:

$$F(\Delta \vec{k}) = \int_{\text{Kern}} \rho(r) e^{-i \Delta \vec{k} \vec{r}} d\vec{r}$$

Für reelle Photonen ist der Impulsübertrag $\Delta k = \frac{2E_f}{\hbar c} \sin \frac{\theta}{2}$ bei festem Streuwinkel θ nur eine Funktion der Quantenenergie E_f . Die Grundzustandsladungsverteilung $\rho(r)$ von Blei kann durch eine dreiparametrische Fermi-Ladungsverteilung beschrieben werden (He 70):

$$\varrho(r) = \varrho_0 \frac{1 + \frac{wr^2}{c^2}}{1 + e^{\frac{r-c}{z}}}$$

Die Werte für c , z und w wurden den elastischen Elektronenstreuungen von HEISENBERG et al. (He 70) entnommen.

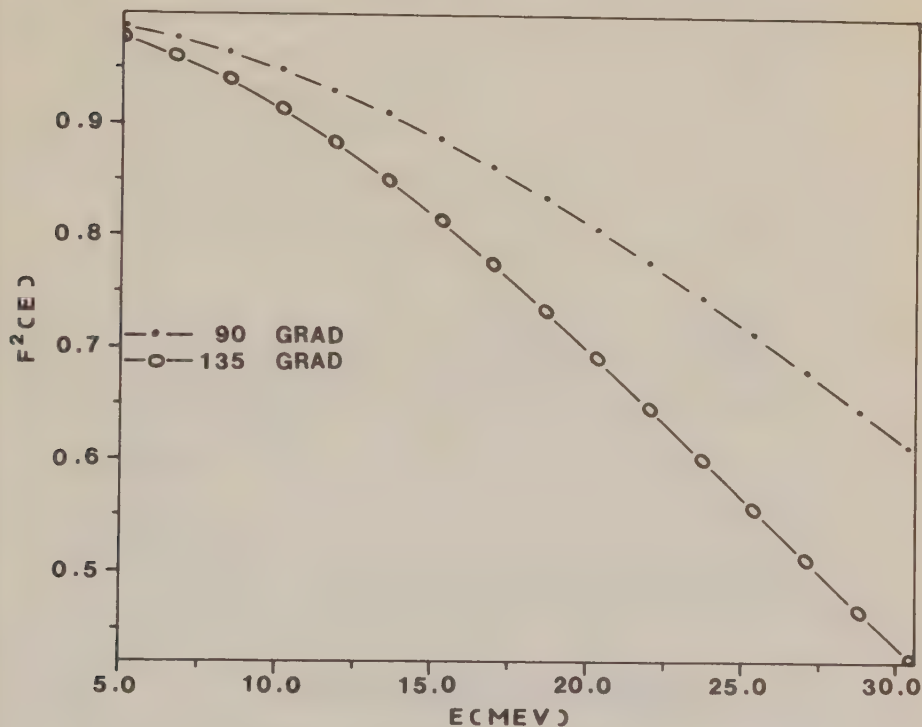


Abb. 9: Formfaktor $F^2(E)$ für die beiden Streuwinkel von 90° und 135°

Die Riesenresonanz wird nach dem GOLDHABER-TELLER-Modell (Go 48) bzw. nach der Erweiterung der Theorie durch STEINWEDEL, JENSEN und DANOS (St 50) als kohärente

Schwingung aller Neutronen gegen alle Protonen beschrieben. Dabei bleibt die Oberfläche des Kerns fest und die rücktreibende Kraft ergibt sich aus der Asymmetrie-Energie der Bethe-Weizsäcker-Formel.

Für die Resonanzstreuung sollte die Streuamplitude nicht durch den Formfaktor beeinflusst sein. In der Theorie der elastischen Photonenstreuung wird die räumliche Ausdehnung des Kerns nicht berücksichtigt. In dieser Arbeit wurden die Messungen mit den beiden extremen Standpunkten verglichen:

- a.) Nur die Schwerpunktsbewegung, das heißt die nicht-resonante Thomsonstreuamplitude, wird durch den Formfaktor beeinflusst:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \left\{ -\frac{Z^2 e^2}{A M c^2} F_{\theta}(E) + \operatorname{Re}(O^0, E) \right\}^2 + \operatorname{Im}(O^0, E)^2 \left\{ g(\theta) \right\}$$

Dabei ist $g(\theta)$ der Winkelfaktor der gestreuten Photonen.

- b.) Die gesamte Streuamplitude wird durch den Formfaktor reduziert.

Für die Quadrupolstreuung wurde der gleiche Formfaktor berücksichtigt wie für die Dipolstreuung.

3.5 Dipol- und Quadrupolsummensätze

Ebenso wie für die Dipolabsorption lassen sich auch für die Quadrupolabsorption Summensätze (EWSR) ableiten, die die Stärke aller Quadrupolübergänge enthalten. Aus ihr kann unter bestimmten Annahmen die Lage der Quadrupolresonanzen relativ zur elektrischen Dipolriesenresonanz bestimmt werden.

Die von GELL-MANN, GOLDBERGER und THIRRING (Gel 54) über die Dispersionsrelation abgeleitete modellunabhängige Summenregel ergibt folgende Aussage:

$$\sum_{\gamma} \text{GGT} = \int_0^{\mu c^2} \sigma_{\text{tot}}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = 60 \text{ NZ/A } \beta (\text{mbMeV})$$

Dabei ist:

- μc^2 = Mesonenschwelle
- A = Zahl der Nukleonen im Kern
- Z = Protonenzahl
- N = Neutronenzahl

Der Faktor β ist größer als eins und berücksichtigt, daß außer den geladenen Protonen auch geladene Feldquanten ($\pi^{\pm}$) zur Absorption beitragen. Aus den (γ, n)-Messungen kann für β der Wert 1.255 entnommen werden (Be 70). Für die GELL-MANN, GOLDBERGER und THIRRING Summenregel ergibt sich damit der Wert:

$$\sum_{\gamma} \text{GGT} = 3740 (\text{mbMeV})$$

Die Quadrupolsumme ist nach O'Connell (O'C 73):

$$\sum_{-2}^{\text{Quad}} = \int_0^{\mu c^2} \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\text{Quad}}(E_{\gamma})}{E_{\gamma}^2} dE_{\gamma} = \frac{\hat{n}^2 e^2}{3 \hbar c^3 M} Z \langle r^2 \rangle$$

Dabei ist $\langle r^2 \rangle$ der mittlere quadratische Radius des Kerns, dessen Wert aus der Grundzustandsladungsverteilung des ^{208}Pb (He 70) berechnet werden kann.

Rechnungen von GREINER et al. (Gr 67) sagen nach dem hydrodynamischen Modell oberhalb der Dipolriesenresonanz eine kollektive Quadrupolresonanz voraus, die die Hauptstärke

($\sim 85\%$) der Quadrupolsumme ausschöpft. Die Lage der kollektiven Quadrupolresonanz relativ zur Lage der Dipolresonanz ergibt sich zu

$$E_R^{\text{Quad}} = 1.6 E_R^{\text{Dip}}$$

Dabei ist $E_R^{\text{Dip}} = 80 A^{-1/3}$ (MeV) die Lage der Dipolriesenresonanz (Da 73).

BOHR und MOTTELSON (Bo 72) berücksichtigen Einteilchenanregungen im Oszillatorpotential. Die Quadrupolresonanz spaltet nach diesen Rechnungen in einen isoskalaren ($\Delta T=0$) und einen isovektoriellen ($\Delta T=1$) Teil auf. BOHR und MOTTELSON (Bo 72) finden für die Anregungsenergie der isoskalaren E2-Resonanz den Wert $E_R^{\text{Quad}} = 58 A^{-1/3}$ und für die isovektorielle E2-Resonanz $E_R^{\text{Quad}} = 130 A^{-1/3}$ in sphärischen Kernen. Zu ähnlichen Ergebnissen führen auch Rechnungen von HAMAMOTO (Ham 72) und SUZUKI (Su 73). Inelastische Elektronenstreuungsmessungen der Gruppen in Darmstadt (Pi 73) und Sendai (Fu 72) ergeben für die Anregungsenergie der isoskalaren Quadrupolresonanz den Wert von $65 A^{-1/3}$.

Die Aufspaltung der Quadrupolsumme in einen Anteil, der die isoskalare ($\Delta T=0$) und einen Anteil, der die isovektorielle ($\Delta T=1$) Stärke beschreibt, führt nach O'Connell (O'C 73) auf die Beziehungen:

$$\sum_{-2}^{\text{Quad}} \text{isoskalar} \sim Z^2/A \langle r^2 \rangle$$

$$\sum_{-2}^{\text{Quad}} \text{isovektoriell} \sim NZ/A \langle r^2 \rangle$$

Geladene π -Mesonen können nur zwischen Neutronen und Protonen ausgetauscht werden, so daß nur der isovektorielle Anteil an der Quadrupolsumme durch Austauscheffekte erhöht

sein kann. In dieser Arbeit wurde angenommen, daß die isovекториelle Quadrupolsumme um den gleichen Faktor erhöht ist wie die Dipolsumme.

Alle höheren Multipole machen nach O'Connell (O'C 73) etwa 9% der Dipolsumme aus. Unter der Annahme, daß bereits die Quadrupolsumme diese 9% ausschöpft, ergibt sich

$$\sum_0^{\text{Quad}} = 0.09 \sum_0^{\text{Dipol}}$$

Die Schwerpunktsenergie E_R^{Quad} der Quadrupolresonanzen folgt aus der allgemeinen Beziehung für einen gedämpften Oszillator

$$\left(E_R^{\text{Quad}}\right)^2 = \frac{\sum_0^{\text{Quad}}}{\sum_{-2}^{\text{Quad}}}$$

Unter der Annahme, daß auch oberhalb der Teilchenschwelle die Quadrupolübergänge durch Resonanzen beschrieben werden können und daß direkte Übergänge ins Kontinuum nicht zur Quadrupolabsorption beitragen, können folgende Parameter für eine Lorentzabsorptionslinie bestimmt werden. Dabei ist die Breite der Resonanzen den Ergebnissen der inelastischen Elektronenstreuungsmessungen von PITTHAN et al. (Pi 74) entnommen worden:

ΔT	E_R^{Quad} (MeV)	$\hat{\sigma}$ (mb)	Γ (MeV)	$\sum_0^{\text{Quad}}$ (mbMeV)
0	10.8	6	2.7	25
1	25.0	38	5.0	298

Dabei ist:

$\hat{\sigma}$ (mb) = Peakquerschnitt

Γ (MeV) = Breite der Resonanz

$\sum_0^{\text{Quad}}$ = Fläche unter der Resonanzkurve

3.6 Vergleichende Übersicht über Meßergebnisse und Schalenmodellrechnungen

Eine systematische Untersuchung (Han 73) der bisherigen Meßergebnisse zeigt, daß für leichte Kerne der Hauptanteil der isoskalaren Quadrupolstärke sich nichtresonant über ein Gebiet vom ersten angeregten 2^+ -Niveau bis etwa $63 \text{ A}^{-1/3}$ erstreckt. In der Abbildung 10 ist die Verteilung der Quadrupolstärke aus (α, γ) -Experimenten für Kerne mit dem Kernspin $I=0$ von $A=16$ bis $A=60$ dargestellt. Zusammen mit der Quadrupolstärke in den gebundenen 2^+ -Niveaus schöpft die " α_0 -Stärke" fast die Hälfte der isoskalaren Quadrupolsumme aus.

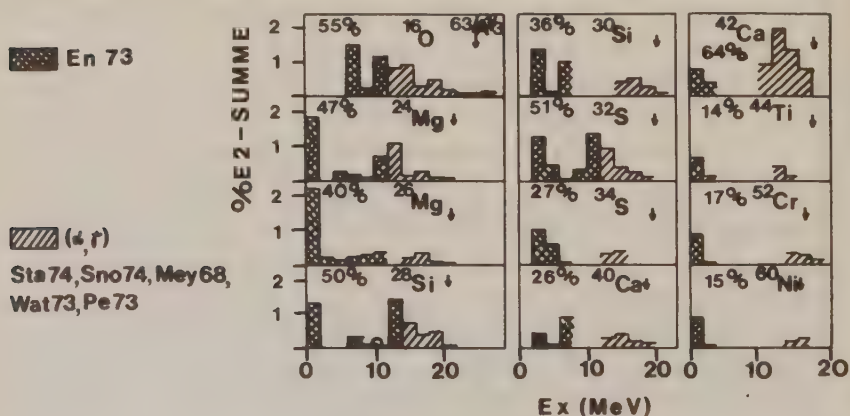


Abb. 10: Verteilung der isoskalaren Quadrupolstärke in gebundenen Niveaus (X/X) (En 73) und (α, γ) -Reaktionen (//) (Sta 74, Sno 74, Mey 68, Wa 73, Pe 73). Die eingezeichneten Pfeile geben die Lage der isoskalaren Quadrupolresonanz bei schweren Kernen an.

Nimmt man an, daß in den anderen Zerfallskanälen wie " n_0 -Kanal" und " p_0 -Kanal" etwa die gleiche Quadrupolstärke zu finden ist, so scheint für leichte Kerne der größte

Teil der isoskalaren Quadrupolsurme unterhalb von $63 A^{-1/3}$ ausgeschöpft zu werden. So finden z.B. WANG und SHAKIN (Wa 73) in (γ, n) -Reaktionen an ^{16}O bei der Anregungsenergie von 21.3 MeV, daß die E2-Amplitude ungefähr gleich der E1-Amplitude ist, während HANNA et al. (Han 73) in $^{15}\text{N}(\bar{p}, \gamma)^{16}\text{O}$ -Experimenten im Energiebereich von 8.69 bis 15.7 MeV etwa 30% Quadrupolstärke finden.

In der Abbildung 11 ist der Wirkungsquerschnitt für die isoskalare Quadrupolresonanz nach Schalenmodellrechnungen von BERTSCH et al. (Ber 74) und SPETH et al. (Sp 74) für einige sphärische Kerne dargestellt. Die Rechnungen gehen davon aus, daß die Hauptstärke der Quadrupolresonanz bei

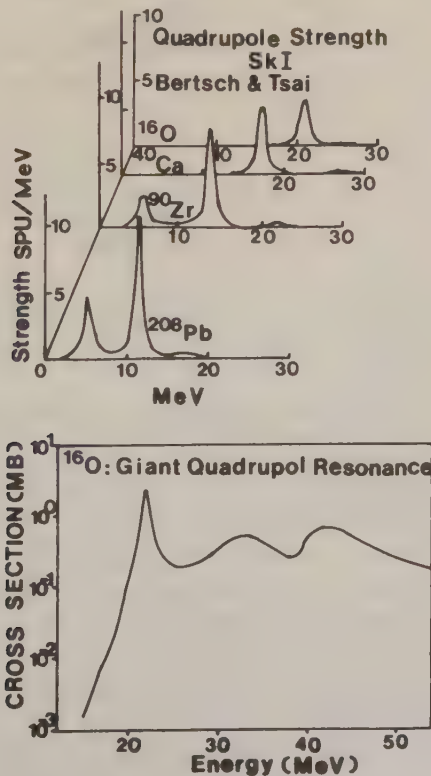


Abb. 11: Isoskalare Quadrupolresonanzen nach Schalenmodellrechnungen (Ber 74, Sp 74)

etwa $60 \text{ A}^{-1/3}$ liegt und daß sie zusammen mit dem ersten angeregten 2^+ -Niveau die isoskalare Quadrupolsumme ausschöpft. Dabei werden nur Einteilchen-Einloch-Anregungen und Kontinuumsübergänge berücksichtigt. Für ^{16}O wird die Lage der Quadrupolresonanz, die in den $(\gamma, \vec{p}_0)$ -Messungen (Sno 74) bei etwa 24 MeV zu sehen ist (Abb. 12), gut beschrieben. Die breite niederenergetische Quadrupolverteilung, die im (γ, α_0) -Querschnitt zu sehen ist (Abb. 12), kann durch Einteilchenanregungen nicht erklärt werden.

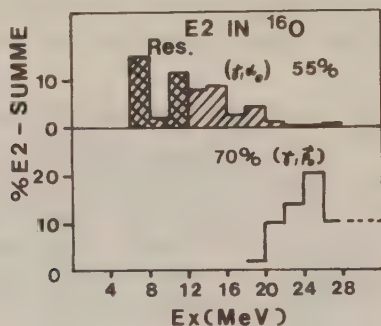


Abb. 12: Verteilung der E2-Stärke in ^{16}O (Sta 74, Sno 74, En 73)

Die Modellrechnungen von SPETH et al. (Sp 74) für die Dipolriesenresonanz des ^{16}O ergeben für den Peakquerschnitt einen um einen Faktor 4 zu großen Wert und beschreiben den Resonanzverlauf nur schlecht (Ah 75). Deshalb kann vermutlich auch für die Quadrupolresonanz angenommen werden, daß 1p-1h-Rechnungen die Resonanzstruktur überschätzen. Berücksichtigt man in den Rechnungen auch Mehrteilchenanregungen, so übersteigt aber die Quadrupolsumme beträchtlich den Wert für die isoskalare Quadrupolsumme (Han 74). Deshalb nimmt HANNA (Han 74) an, daß bei leichten Kernen die Übergänge nicht isospinrein sind, sondern daß eine Überlagerung von $\Delta T=0$ und $\Delta T=1$ Übergängen auftritt.

Bei schweren Kernen zeigen die inelastischen Elektronenstreuungsmessungen eine ausgeprägte Resonanz bei einer Anregungsenergie von $63 \text{ A}^{-1/3}$, von der vermutet wird, daß sie auf einen $\Delta T=0$ -Übergang zurückzuführen ist. Die Stärke dieser Resonanz schöpft allerdings nur einen Teil der isoskalaren Quadrupolsumme aus. Eine mögliche Erklärung dafür, daß bei schweren Kernen die isoskalare E2-Summe durch Resonanzen nicht voll ausgeschöpft wird, kann darin bestehen, daß die fehlende Quadrupolstärke sich nichtresonant der isovektoriellen E2-Stärke überlagert. Auch für schwere Kerne sollten Mehrteilchenanregungen und Kontinuumsübergänge in den Rechnungen berücksichtigt werden (Fae 74).

Elastische Photonenstreuungsmessungen können nicht darüber entscheiden, über welche Isospinzustände die Quadrupolanregung abläuft. Diese Frage kann nur durch Teilchenreaktionen geklärt werden, indem die Winkelverteilung der auslaufenden Teilchen bestimmt wird (Sno 74, Han 73).

4. Experimenteller Aufbau

4.1 Anlage zur Erzeugung monochromatischer Photonen

Eine genaue Beschreibung der Anlage zur Erzeugung monochromatischer Photonen durch Positronenvernichtung im Flug, insbesondere der Positronenerzeugung im Konversionstarget und der Strahloptik, befinden sich in den Arbeiten von HAUPTMANN (Hau 72) und LEICHT (Le 74).

In den Abbildungen 13 und 14 ist der Aufbau in der Magnethalle und Experimentierhalle dargestellt. Der Elektronenstrahl des Mainzer Linearbeschleunigers wird von dem Quadrupoltriplett $Q_1 Q_2 Q_3$ auf das Konversionstarget fokussiert. Das Konversionstarget besteht aus einem Tantaltarget in einem Graphitmantel (Le 74). Die divergent aus

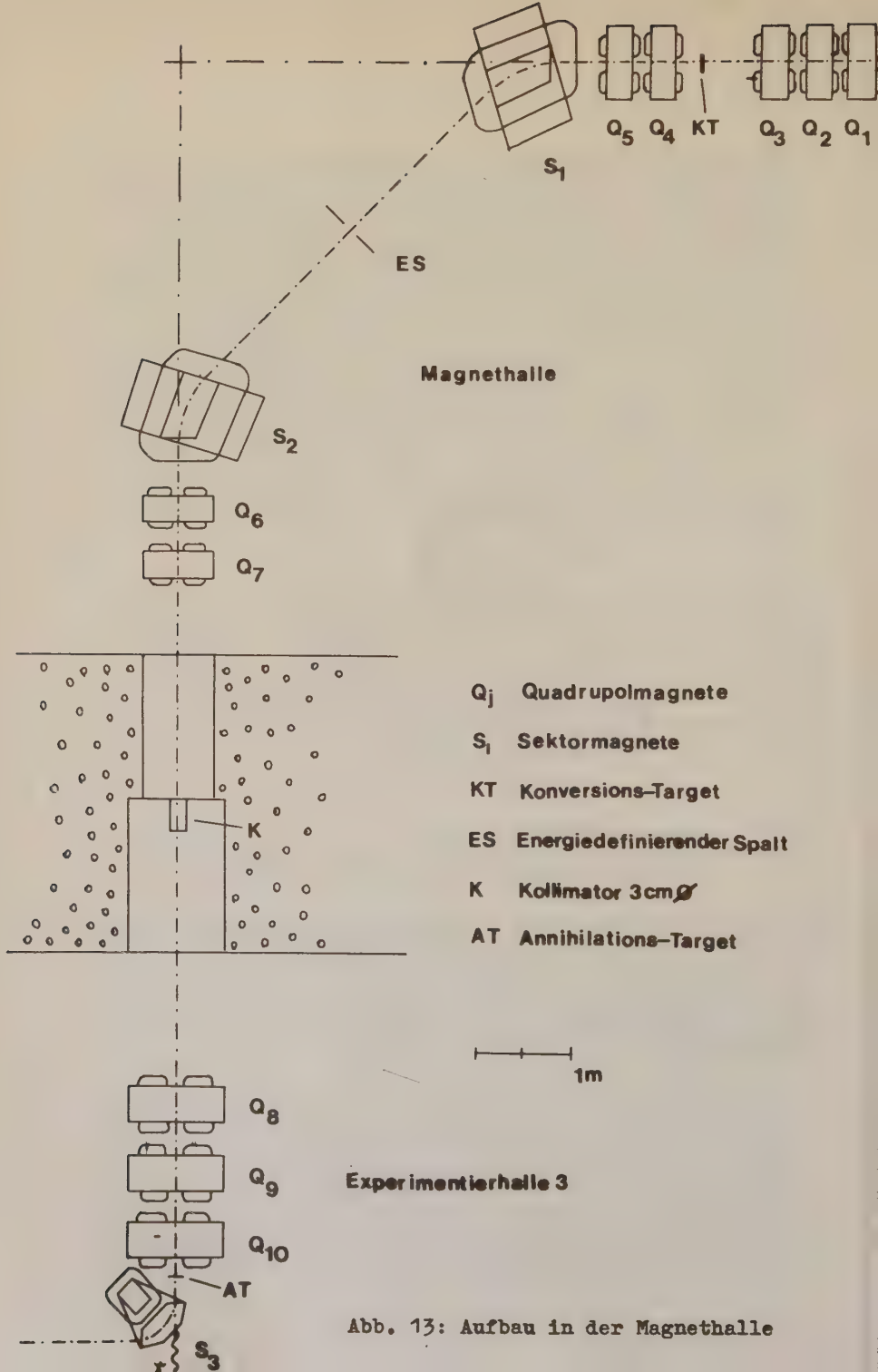


Abb. 13: Aufbau in der Magnethalle

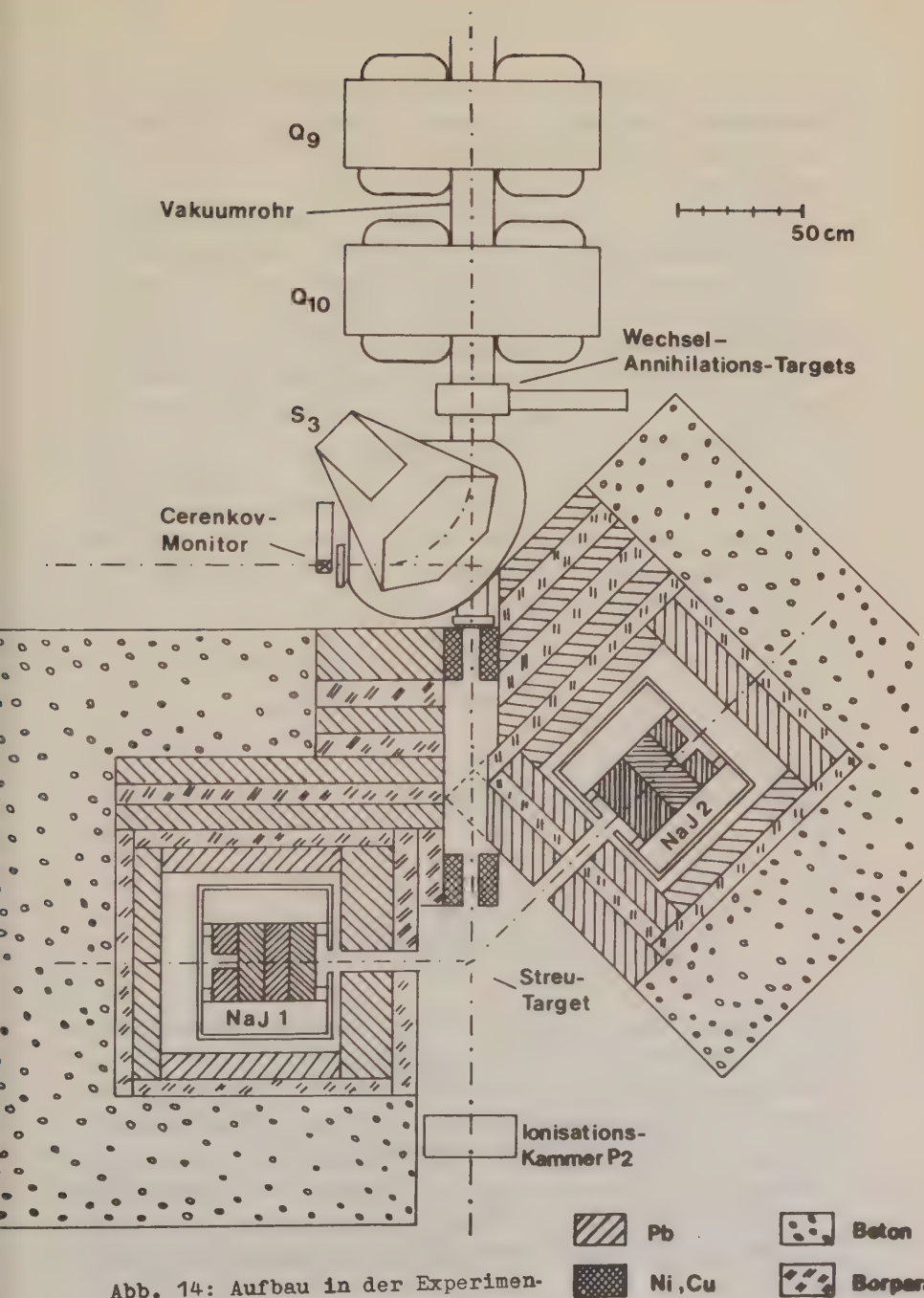


Abb. 14: Aufbau in der Experimentierhalle

dem Konversionstarget austretenden Positronen werden von dem Quadrupoldublett Q_4Q_5 parallel gebündelt. Die beiden 45° -Sektormagnete S_1S_2 selektieren Positronen der gewünschten Energie, während das Quadrupoldublett Q_7Q_8 ein Zwischenbild in der Wand zur Experimentierhalle erzeugt, das das Quadrupoltriplett $Q_8Q_9Q_{10}$ auf das Experimentiertarget abbildet. Zuvor treffen die Positronen auf das Annihilationstarget, in dem sie in Vorwärtsrichtung monochromatische Vernichtungsstrahlung erzeugen. Die im Vernichtungstarget nicht zerstrahlten Positronen werden durch den Reinigungsmagneten S_3 um 90° abgelenkt und mit einem Cerenkov-Monitor registriert.

Die Photonenenergie E_γ bei der Zwei-Quanten-Annihilation von Positronen im Flug läßt sich in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Positronen und vom Öffnungswinkel θ zur Positronenrichtung berechnen:

$$E_\gamma(\theta, E_+) = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta \left[\frac{E_+ - m_0 c^2}{E_+ + m_0 c^2} \right]^{1/2}}$$

Dabei ist:

$m_0 c^2$ = Ruhemasse der Positronen

E_+ = $T_+ + m_0 c^2 \gg m_0 c^2$

$$\theta = \left[\frac{2\Delta k}{k_0^2} \right]^{1/2} \quad \text{mit } k_0 = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$$

Bei vorgegebener Energiebreite $\frac{\Delta k}{k}$, die in diesem Experiment 1% betrug, begrenzt der Öffnungswinkel θ die Abmessung des Experimentiertargets und der Nickellkollimatoren. Neben der Energieverbreiterung durch den endlichen Öffnungswinkel und der Impulsunschärfe der Positronen (1%) wird der monochromatische Vernichtungsspek nach niedrigen Energien hin durch Energieverlust und Vielfachstreuung der Positronen im Vernichtungstarget verbreitert. Die sich daraus erge-

bende relative Energiebreite der monochromatischen Photonen wurde von LEICHT (Le 74) durch eine Isochroma-
tenmessung am 15.11 MeV-Niveau des ^{12}C zu 2.2% bestimmt.

Als quantenerzeugender Konkurrenzprozeß tritt neben der Positronenvernichtung noch Positronenbremsstrahlung auf (Abb. 15). Da der Wirkungsquerschnitt für Annihilation $\sim Z$, der für Bremsstrahlung $\sim Z^2$ ist, kann durch geeignete Annihilationsmaterialien mit niedrigem Z der Bremsstrahlungsanteil relativ zum monochromatischen Vernichtungspeak reduziert werden.

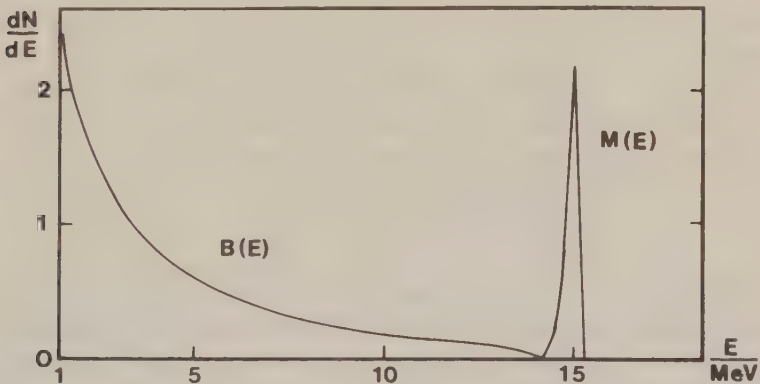


Abb. 15: Monochromatischer Vernichtungspeak $M(E)$ und
Bremspektrum $B(E)$ von Positronen

4.2 Gamma-Spektrometer

Die elastisch gestreuten Photonen wurden gleichzeitig von zwei totalabsorbierenden 9"x16" NaJ(Tl)-Szintillations-
spektrometern nachgewiesen (Me 69, Le 72, Ha 72), die unter festen Streuwinkeln von 90° und 135° aufgestellt waren. Die Spektrometer bestehen aus zwei bzw. drei optisch

getrennten Kristallscheiben sowie einer Bohrlochkristallscheibe. Auf den Mantelflächen jeder Kristallscheibe sind jeweils vier Photomultiplier angebracht.

Die elektronische Verarbeitung der Energiesignale der Kristalle und die Abschirmung der Spektrometer ist in der Arbeit von LEICHT (Le 74) ausführlich beschrieben. In diesem Experiment wurde gegenüber der ^{12}C -Resonanzfluoreszenzmessung folgende Änderung im Aufbau der Spektrometer vorgenommen:

Die Kristalle wurden mit der Rückfront in Richtung zum Streutarget aufgestellt. Dadurch konnte der Raumwinkel vergrößert werden, ohne daß gestreute Photonen direkt in den Bohrlochkristall gelangten und damit die Auflösung des gesamten Spektrometers verschlechterten. Die Auflösung der Spektrometer in dieser Anordnung betrug $\sim 6.5\%$ bei einer Photonenenergie von 15 MeV und einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 0.989.

Zum Nachweis einer möglichen Quadrupolresonanz und um den Einfluß des Formfaktors auf den elastischen Photonenstreuquerschnitt zu untersuchen, sollte wegen der $\cos^3\theta$ -Abhängigkeit des Dipol-Quadrupol-Interferenzterms bzw. der $\sin^2\frac{\theta}{2}$ -Abhängigkeit des Impulsübertrages der Unterschied in den Streuwinkeln möglichst groß sein. Der Rückwärtswinkel wurde in diesem Experiment durch die Kassette des 90° -Magneten auf 135° begrenzt. Unter Vorwärtswinkeln nahm der nichtresonante Untergrund vom Streutarget - Comptongestreute Photonen und Bremsstrahlung - sehr stark zu, so daß als minimaler Streuwinkel 90° gewählt werden konnte.

4.3 Messung des Energieflusses der Photonen mit der "P2"

Zur Messung des absoluten Energieflusses der Photonen diene die von Pruitt (Pr 62) entwickelte "dicke" Aluminium-Ionisa-

tionskammer. In dieser Ionisationskammer erzeugen Photonen eines weiten Energiebereichs Ionisationsladungen proportional zu ihrer Energie und Anzahl. In der Abbildung 16 ist die Eichung der "P2" für monoenergetische Photonen dargestellt. Dieser Abbildung ist als mittlerer Eichfaktor im Energiebereich von 10 bis 30 MeV $\alpha = 3.97 \times 10^{-19} \frac{\text{Cb}}{\text{MeV}}$ $\pm$ (2%) entnommen. Der Ionisationsstrom ergibt sich danach zu

$$\dot{Q} = \alpha \int \frac{dN(E)}{dE} E dE$$

Dabei ist $\frac{dN(E)}{dE} [\text{sec}^{-1} \text{MeV}^{-1}]$ die Intensität des Photonen-spektrums.

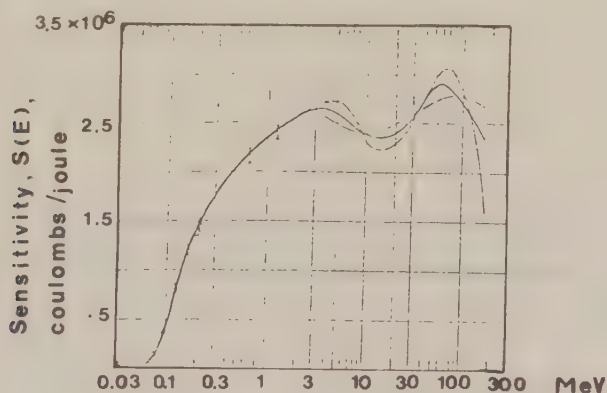


Abb. 16: Eichung der Ionisationskammer "P2" für monochromatische Photonen (Pr 62)

Die nachfolgende Elektronik zur Integration des Ionisationsstromes ist in der Arbeit von LEICHT (Le 74) beschrieben.

Das Photonenspektrum, das die Positronen im Vernichtungstarget erzeugen, setzt sich zusammen aus dem Bremspektrum $B(E)$ und dem Spektrum der monochromatischen Photonen $M(E)$:

$$N(E) = B(E) + M(E)$$

Der Ionisationsstrom ergibt sich zu

$$\dot{Q} = \alpha \int \frac{dM(E)}{dE} E dE + \alpha' \int \frac{dB(E)}{dE} E dE$$

Der Bremsstrahlungsanteil des Ionisationsstromes kann eliminiert werden, wenn zwei Annihilationstargets mit unterschiedlichem Z verwandt werden (Le 74). Dabei wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß der Annihilationsquerschnitt $\sim Z$, der Bremsstrahlungsquerschnitt $\sim Z^2$ ist. Als Annihilationsmaterialien wurden 1mm Be (Z=4) und 0.2mm Al (Z=13) gewählt, deren Bremsstrahlungsintensitäten ungefähr gleich sind.

Die Anzahl monochromatischer Photonen kann bestimmt werden, wenn folgendes Verhältnis bekannt ist:

$$V = \frac{\int \frac{dM(E)}{dE}^{Be} E dE}{\int \left(\frac{dM(E)}{dE} + \frac{dB(E)}{dE} \right)^{Be} E dE}$$

Dieses Verhältnis gibt den Anteil des Energieflusses der monochromatischen Photonen am gesamten von der "P2" gemessenen Energiefluß an. Um V zu bestimmen, müssen folgende Größen bestimmt werden:

$$f = \frac{\int \frac{dB(E)}{dE}^{Be} E dE}{\int \frac{dB(E)}{dE}^{Al} E dE}$$

$$g = \frac{\int \left(\frac{dM(E)}{dE} + \frac{dB(E)}{dE} \right)^{Be} E dE}{\int \left(\frac{dM(E)}{dE} + \frac{dB(E)}{dE} \right)^{Al} E dE}$$

$$h = \frac{\int \frac{dM(E)}{dE}^{Be} E dE}{\int \frac{dM(E)}{dE}^{Al} E dE}$$

Die Indizierungen Be und Al stehen dabei für Beryllium- und Aluminium-Annihilationstarget.

Die Größen f und h wurden aus den Targetdicken berechnet, die Größe g aus den Photonenspektren für Be- und Al-Annihilationstargets bestimmt. Das Verhältnis V ergibt sich zu

$$V = \frac{h (g - f)}{g (h - f)}$$

Der Anteil an monochromatischen Photonen am Gesamtionsisationsstrom ergibt sich zu

$$j_{\text{monochr.}} = V \cdot j_{\text{gesamt}}$$

Zusammen mit dem Fehler in der Eichung der Ionisationskammer, der von Pruitt (Pr 62) mit 2% angegeben wird, wurde der Fehler von $j_{\text{monochr.}}$ zu 4.8% bestimmt.

5. Experimentelle Bestimmung der Streuquerschnitte

5.1 Einstelldaten des Linearbeschleunigers

Die Einstelldaten des Linearbeschleunigers bei den Streumessungen waren:

Primärenergie	140 MeV
Pulsfolge	150 Hz
Pulsdauer	4 μ sec
$\frac{\lambda E_{e^-}}{E_{e^-}}$	1 %
mittlerer Elektronenstrom	70 μ A

Daraus ergibt sich für $E_+ = 15$ MeV ein mittlerer Positronenstrom von 5×10^{-10} A und ein Fluß an monochromatischen Photonen von 2×10^5 Quanten sec^{-1} in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel von 12.5 mrad.

5.2 Streutarget

Die stärkste Quelle des in den Spektrometern auftretenden Untergrundes ist nichtresonanter Untergrund vom Streutarget wie Comptongestreute Photonen und Bremsstrahlung. Der Untergrund, der von Comptongestreuten Photonen verursacht wird, nimmt proportional, der von Bremsstrahlung quadratisch mit der Dicke des Streutargets zu. Um Pile-up-Ereignisse mit resonant gestreuten Photonen zu vermeiden, wurden die Messungen im gesamten Energiebereich an einem nur 1mm dicken Streutarget aus natürlichem Blei durchgeführt. Das Target befand sich unter einem Winkel von 67.5° relativ zum einfallenden Photonenstrahl. Dadurch war die Absorption der Photonen im Target für beide Streurichtungen gleich.

5.3 Messung des Streuquerschnitts

Um die Streuquerschnitte zu bestimmen, muß der gesamte Quantenfluß der Primärphotonen gemessen werden und daraus der Anteil an monochromatischen Photonen bestimmt werden. Dieser Anteil kann dabei unabhängig von den eigentlichen Streumessungen gemessen werden. Die Streumessungen wurden dann nur mit Photonen durchgeführt, die im Be-Vernichtungstarget erzeugt wurden. Diese Meßmethode hat den Vorteil, daß lange Meßruns möglich waren, da der Anteil an monochromatischen Photonen am Gesamtspektrum konstant ist. Während der Messung wurde in der Experimentierhalle ständig der Luftdruck und die Temperatur aufgezeichnet, um die "P2"-Anzeige auf Druck- und Temperaturschwankungen korrigieren zu können.

Jede Messung eines Energiepunktes wurde auf mögliche Meßfehler untersucht. Dazu wurden die Summen der in einem Meßrun akkumulierten Vielkanalinhalte - normiert auf den Quantenfluß - miteinander verglichen. Alle Meßruns, bei

denen die Abweichungen der normierten Vielkanalsummen vom Mittelwert aller Summen größer als der dreifache statistische Fehler waren, wurden bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Das war bei etwa 4% der Meßruns der Fall.

Der elastische Streuquerschnitt ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{N_0}{N_{P2}} \frac{1}{nX \cdot S \cdot T \cdot M}$$

Dabei ist

$$nX = \frac{L}{A} \cdot \xi \cdot x = 3.56 \times 10^{21} \text{ (cm}^{-2}\text{)} = \text{Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit in Strahlrichtung}$$

$$S = \Delta \varphi \cdot \varepsilon \cdot \eta \quad \text{enthält die Spektrometerparameter}$$

$$\Delta \varphi = \text{mittlerer geometrischer Raumwinkel}$$

$$\Delta \varphi (90^\circ) = 2.01 \times 10^{-2} \text{ (sr)}$$

$$\Delta \varphi (135^\circ) = 7.49 \times 10^{-3} \text{ (sr)}$$

$$\varepsilon = \text{Schwächungsfaktoren der Absorber vor den Spektrometern}$$

$$\eta = \text{Ansprechvermögen der Spektrometer}$$

$$T = \text{Effektiver Streuwinkel unter Berücksichtigung der endlichen Kollimatoröffnung}$$

$$M = \text{Vergrößerung des Raumwinkels durch Transparenz der Kollimatoranten vor den Spektrometern für Photonen}$$

$$N_0 = \text{Anzahl der in den Spektrometern nachgewiesenen elastisch gestreuten Photonen}$$

$$N_{P2} = \text{Anzahl der primären monochromatischen Photonen unter Berücksichtigung der Schwächung durch das Streutarget}$$

Das Verhältnis der beiden Streuquerschnitte ist unabhängig von der Normierung auf den Primärquantenfluß und den Streutargetdaten:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, 135^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, 90^\circ)} = \frac{N_{01} (STM)_2}{N_{02} (STM)_1}$$

Dabei sind N_{01} und N_{02} die in dem 135° - bzw. 90° -Spektrometer nachgewiesenen elastisch gestreuten Photonen und $(STM)_{1,2}$ die entsprechenden Spektrometer- und Geometrieparameter.

6. Auswertverfahren der Streuspektren

6.1 Bestimmung der Apparatefunktion der Spektrometer

Um die Apparatefunktion der Spektrometer zu bestimmen, die in der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Betriebsart nicht bekannt war, wurden Resonanzstreuemessungen am 15.11 MeV-Niveau des ^{12}C und am 10.7 MeV-Niveau des ^{24}Mg durchgeführt. Da diese beiden Übergänge magnetische Dipolübergänge sind, die aus der Literatur (Ga 58) sehr gut bekannt sind, konnten mit diesen Resonanzstreuemessungen auch gleichzeitig die Geometrie der Spektrometer überprüft werden.

Die Apparatefunktion der NaJ(Tl)-Spektrometer kann für monochromatische Photonen in zwei Anteile zerlegt werden:

1. Durch statistische Schwankungen der Anzahl der Photoelektronen wird die monoenergetische δ -Linie verbreitert. Die statistischen Schwankungen hängen dabei nur von der primären Photonenenergie ab (Me 69). Die Verbreiterung der δ -Linie kann durch einen Gaußansatz beschrieben werden:

$$GA(E) = e^{-\frac{1}{2} \frac{(E - E_0)^2}{(AE_0)^2}}$$

Dabei ist:

E_0 = Energie der monoenergetischen δ -Linie

AE_0 = Gaußbreite der Apparatefunktion

2. Ein Teil der Quantenenergie kann aufgrund der endlichen Größe der Spektrometer entweichen. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist umso kleiner, je geringer die Quantenenergie ist. Dieser Effekt kann durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden.

$$EX(E) = e^{-\alpha(E) (E-E_0)}$$

Die gesamte Apparatefunktion kann in der Form geschrieben werden:

$$A(E) = EX(E, E < E_{anp}) + Ga(E, E \geq E_{anp})$$

mit $E_{anp} = E_0 - 2 \cdot (E) \cdot (ABo)^2$.

In der Abbildung 17 sind die Impulshöhenverteilungen resonant gestreuter 15.11 MeV Photonen für die beiden Spektrometer dargestellt. Andeutungsweise ist bei 10.7 MeV ein Peak zu sehen, der herrührt von inelastischen Übergängen in das 4.45 MeV-Niveau des ^{12}C . Die Kante bei 6.9 MeV wird durch Einfangquanten thermischer Neutronen im Jod verursacht.

Der theoretische Wert für das Verhältnis der Dipolstreuquerschnitte für die beiden Streuwinkel von 135° und 90° beträgt:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(135^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)} = \frac{1 + \cos^2 135^\circ}{1 + \cos^2 90^\circ} = 1.5$$

Die Resonanzfluoreszenzmessungen am 15.11 MeV-Niveau des ^{12}C und am 10.7 MeV-Niveau des ^{24}Mg zeigten gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert:

	^{12}C	^{24}Mg
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(135^\circ)$		
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)$	$1.52 \pm 3.7 \times 10^{-2}$	$1.47 \pm 7.2 \times 10^{-2}$

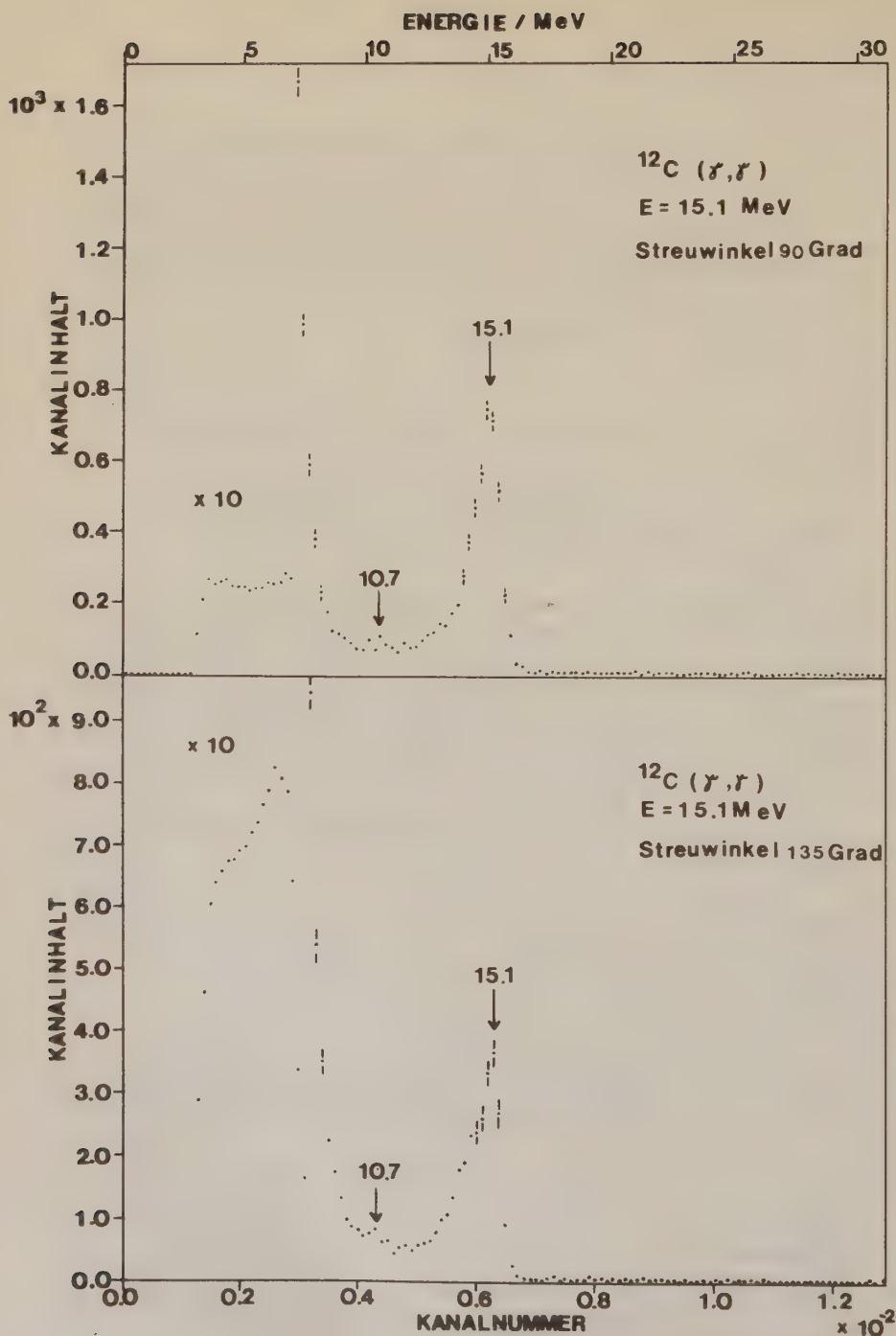


Abb. 17: Impulshöhenverteilung resonant am 15.11 MeV-Niveau des ^{12}C gestreuter Photonen

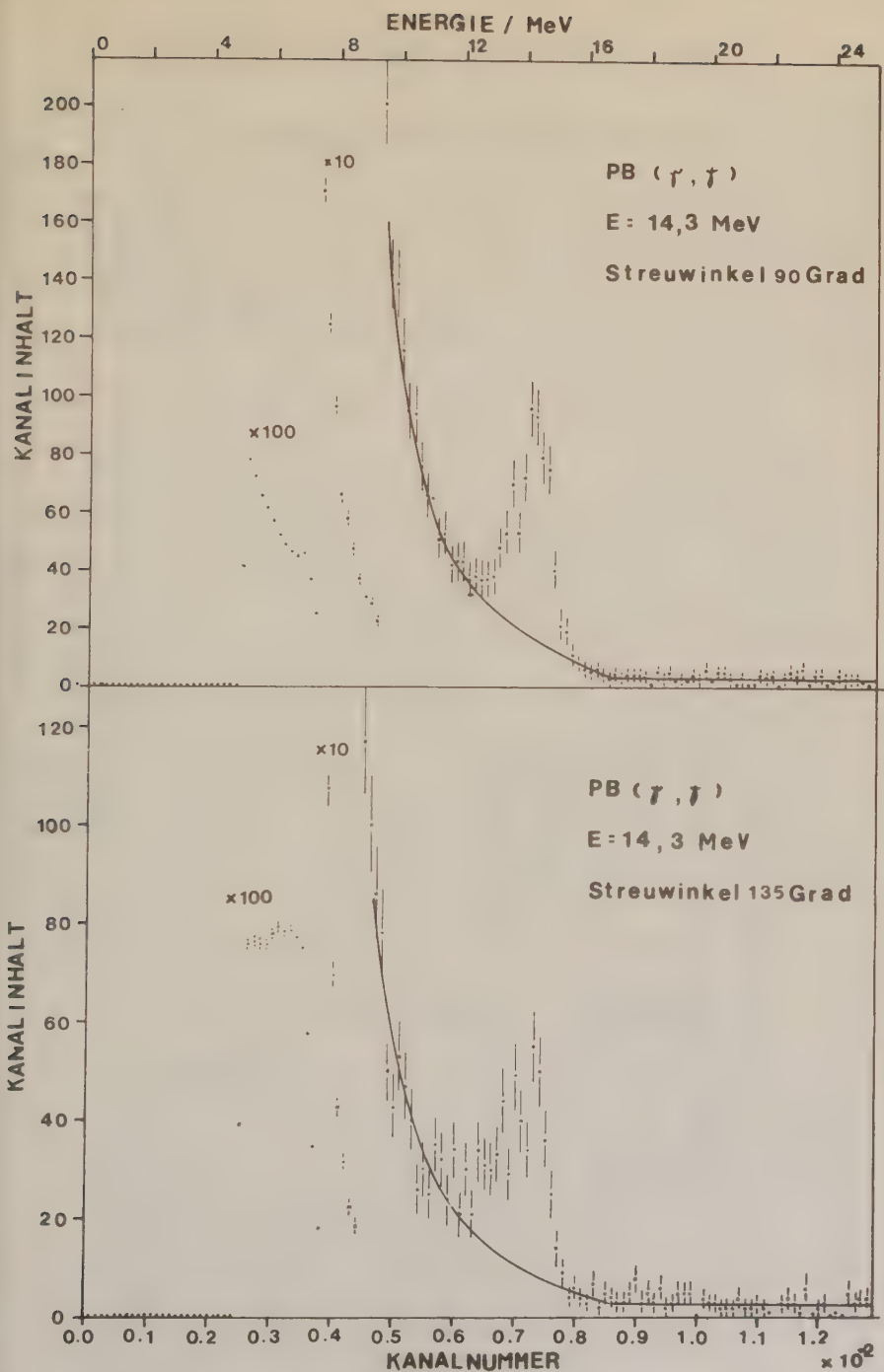


Abb. 18: Impulshöhenverteilung elastisch gestreuter
14.5 MeV Photonen

6.2 Auswertung der Streumessung am Blei

Aus den Resonanzfluoreszenzmessungen am ^{12}C und ^{24}Mg wurde die Größe $\alpha(E)$ und die Gaußbreite der Apparatefunktion bei den Energien 15.11 MeV und 10.7 MeV bestimmt. $\alpha(E)$ hängt nur von der Größe der verwendeten Spektrometer ab. Somit konnte die gleiche Energieabhängigkeit wie bei MEHLIC (Me 69) angenommen werden:

$$\alpha'(E) = e (0.99 + 0.061 E_0 + 0.0004 E_0^2) \alpha(E)$$

Mit wachsender Photonenenergie konnten File-up-Ereignisse resonant gestreuter Photonen mit niederenergetischen Bremsstrahlungs- und Comptongestreuten Photonen nicht vollständig unterdrückt werden. Dies führte zu einer Verbreiterung des elastischen Streupeaks. Bei der Auswertung der Streumessungen wurde aus diesen Gründen die Gaußbreite als freier Parameter gefittet. Der Untergrund unterhalb des Streupeaks wurde durch einen Polynomfit optimal angepaßt. In der Abbildung 19 ist ein typisches Streuspektrum mit dem entsprechenden Untergrundfit abgebildet. Der Untergrund oberhalb des elastischen Streupeaks wird verursacht durch schnelle Neutronen, die in der Umgebung des Konversions-targets in der Magnethalle erzeugt werden.

7. Diskussion der Meßergebnisse

In der Abbildung 19 ist der (d,n) -Querschnitt dargestellt, der von der Gruppe in SACLAY (Be 70) gemessen wurde. Da Meßdaten nur bis 19 MeV vorliegen, wurde der Absorptionsquerschnitt oberhalb von 19 MeV durch eine Lorentzlinie analytisch fortgesetzt. Zusätzlich sind bei 10.8 MeV und 25 MeV für die isoskalare und isovektorielle Quadrupolresonanzen Lorentzlinien angenommen. Die Parameter dieser Resonanzen sind:

REAKTIONSQUERSCHNITT (MB)

$\times 10^2$

Pb (γ, n) nach (Be 70)

angenommene Quadrupolresonanzen:

isoskalar:

$E_R = 10.8 \text{ MeV}$, $\hat{\sigma} = 6 \text{ mb}$, $\Gamma = 2.7 \text{ MeV}$

isovektoriell:

$E_R = 25.0 \text{ MeV}$, $\hat{\sigma} = 38 \text{ mb}$, $\Gamma = 5.0 \text{ MeV}$

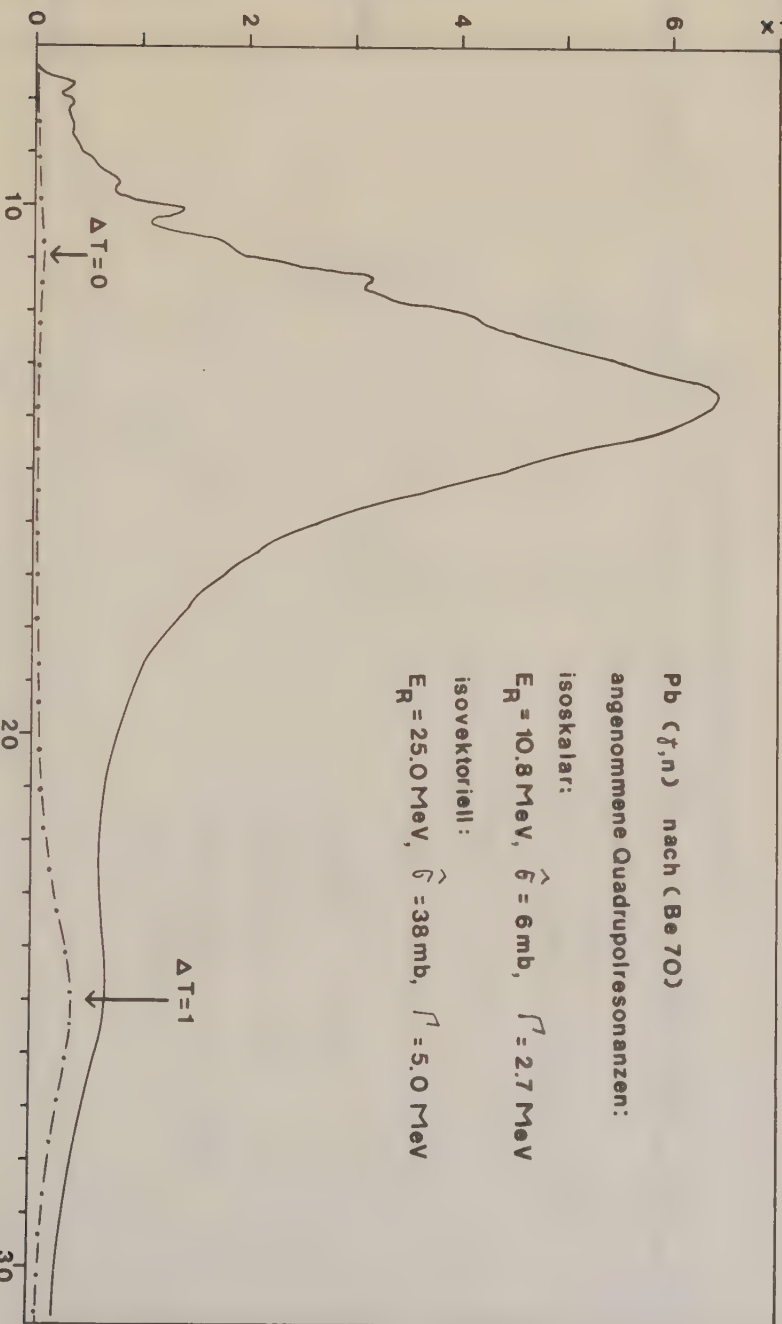


Abb. 19: (γ, n)-Querschnitt mit angenommenen Quadrupolresonanzen

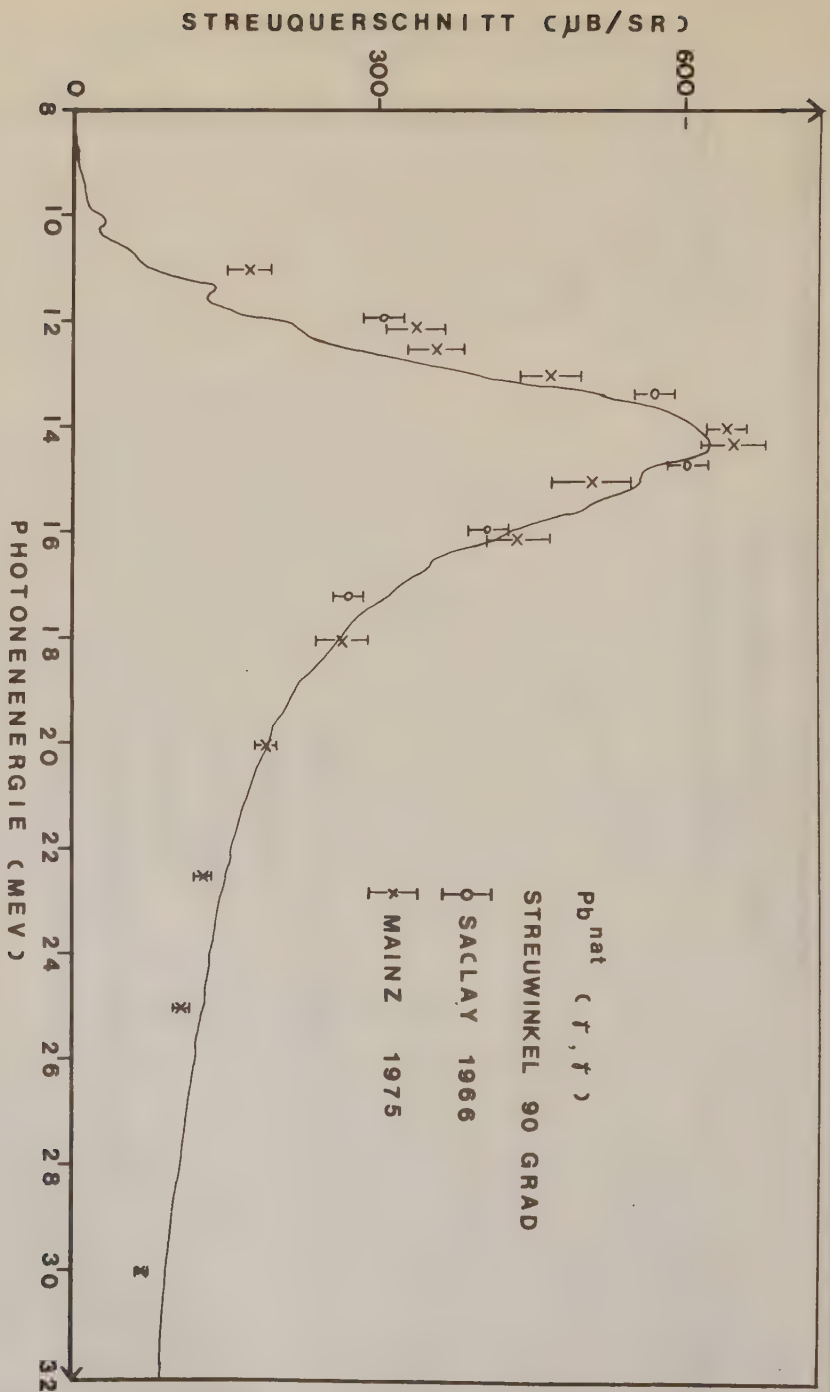


Abb. 20:
Elastischer Photonenstreuquerschnitt für den Streuwinkel $\Theta = 90^\circ$

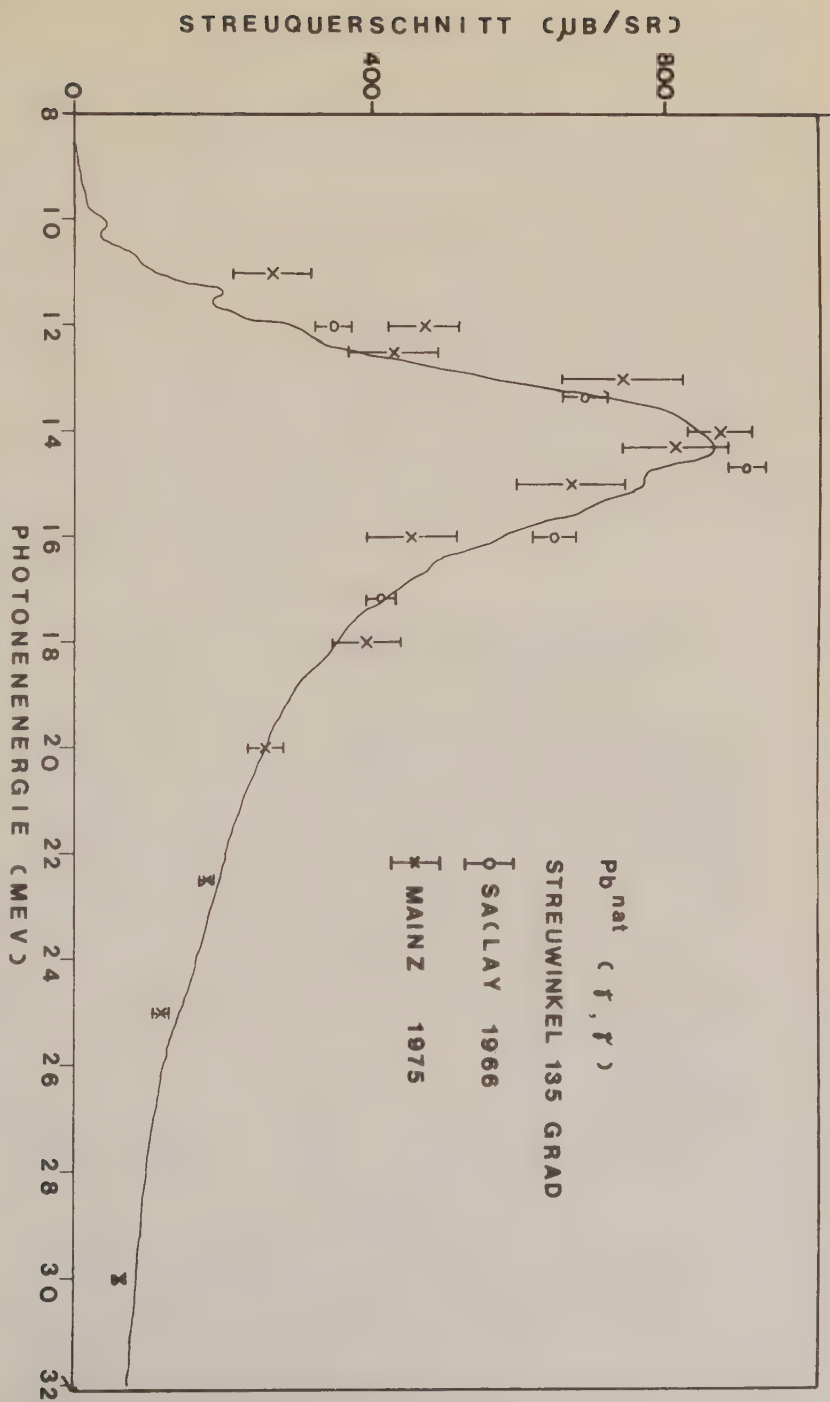


Abb. 21:
Elastischer Photonenstreuquerschnitt für den Streuwinkel $\Theta = 135^\circ$

E_R (MeV)	$\hat{\sigma}$ (mb)	E' (MeV)
10.8	6	2.7
25.0	38	5.0

Der sich so ergebende Absorptionsquerschnitt wurde mit Hilfe der Dispersionsrelationen und des optischen Theorems in elastische Photonenstreuquerschnitte für die beiden Streuwinkel von 90° und 135° umgerechnet (Abb. 20 und 21). Bei den Rechnungen wurde angenommen, daß die gesamte Streuamplitude durch den Formfaktor reduziert wird. Eingezeichnet sind die Meßergebnisse für die elastische Photonenstreuung mit monochromatischen Photonen der Gruppe aus SACLAY (Mi 66) und des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments.

7.1 Vergleich der elastischen Photonenstreu- messungen mit den (γ, n)-Messungen

Die (γ, n)-Messungen der Gruppen in SACLAY und ILLINOIS einerseits und LIVERMORE andererseits weichen in Bezug auf den Peakquerschnitt sehr stark voneinander ab. Diese Diskrepanz ist darauf zurückzuführen, daß das Ansprechvermögen der Neutronenspektrometer nur schwer berechnet werden kann.

Zur Beschreibung der (γ, n)-Querschnitte werden folgende Parameter einer Lorentzlinie von den Gruppen angegeben:

	E_R (MeV)	E' (MeV)	$\hat{\sigma}$ (mb)
SACLAY (Be 70)	13.63	4.07	639
ILLINOIS (Yo 72)	13.43	3.94	645
LIVERMORE (Har 64)	13.46	3.90	491

Dabei ist:

- E_R = Lage des Maximums der Resonanz
- E' = Breite der Resonanz
- $\hat{\sigma}$ = Peakquerschnitt

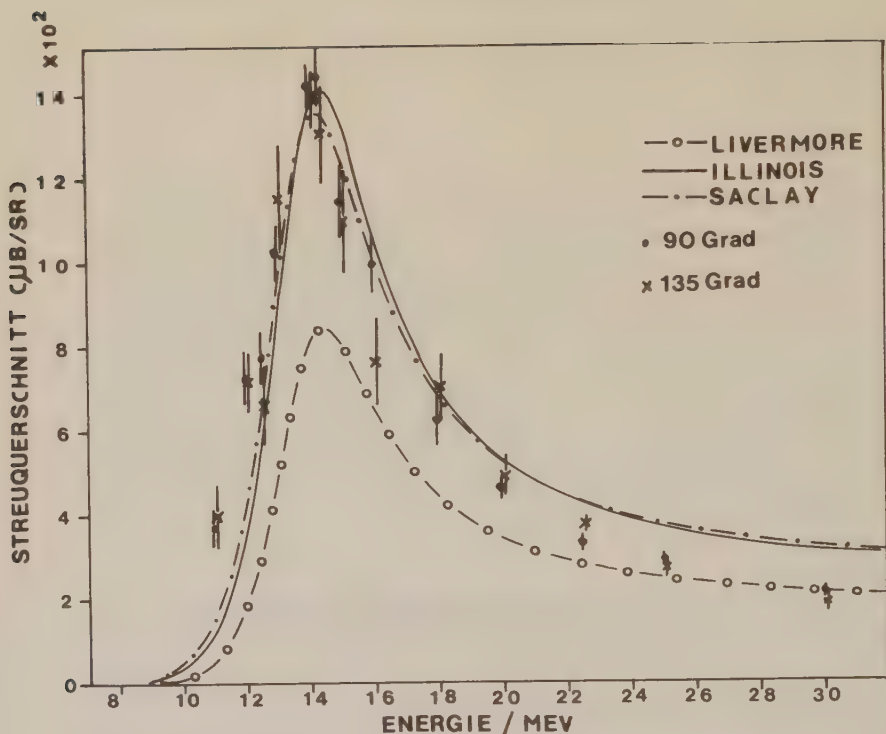


Abb. 22: Vergleich der elastischen Photonenstreuquerschnitte mit den (f,n) -Messungen der Gruppen in SACLAY (---), ILLINOIS (—) und LIVERMORE (-o-). Die eingezeichneten Meßpunkte sind die Meßergebnisse der Photonenstreuung unter dem Streuwinkel $\theta=90^\circ$ (•) und $\theta=135^\circ$ (x) umgerechnet auf $\theta=0^\circ$.

Um die Photonenstremessungen mit den f -Absorptionsmessungen zu vergleichen, wurden die gemessenen elastischen Streuquerschnitte auf den Streuwinkel $\theta=0^\circ$ umgerechnet. Ein Vergleich mit den sich aus den Absorptionsdaten ergebenden Streuquerschnitten zeigt im Maximum der Resonanz gute Übereinstimmung mit den Messungen der Gruppen in SACLAY und ILLINOIS (Abb. 22).

7.2 Einfluß der Ladungsverteilung des Kerns auf die elastische Photonenstreuquerschnitte

Aus dem Einfluß der Ladungsverteilung des Kerns auf die gemessenen elastischen Photonenstreuquerschnitte kann auf die Stärke der Kollektivität der Riesenresonanz geschlossen werden. In der Abbildung 23 ist das Verhältnis der Dipolstreuquerschnitte für die beiden Streuwinkel dargestellt. Die Gerade zeigt das Verhältnis der beiden Streuquerschnitte ohne Berücksichtigung der Ladungsverteilung des Kerns. Die obere Linie stellt die Situation nach dem GOLDHABER-TELLER-Modell dar, d.h. nur die nichtresonante Thomsonamplitude ist durch den Formfaktor beeinflusst. Die untere Linie stellt das Verhältnis der Streuquerschnitte dar, wenn der Formfaktor für die gesamte Streuamplitude berücksichtigt wird.

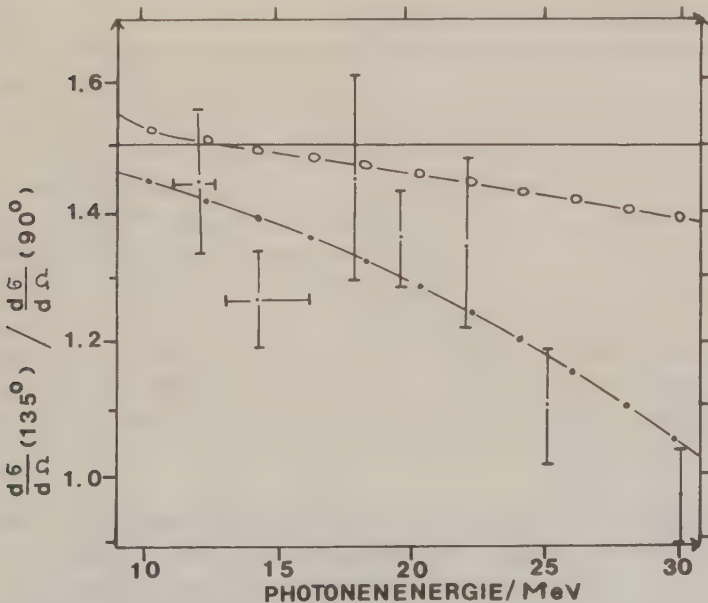


Abb. 23: Verhältnis der Dipolstreuquerschnitte für die Streuwinkel $\theta=90^\circ$ und $\theta=135^\circ$ unter Berücksichtigung des Einflusses des Formfaktors. (—) Dipolverhältnis ohne Formfaktor; (-o-) Berücksichtigung des Formfaktors nur für die Thomsonamplitude; (-.-) Berücksichtigung des Formfaktors für die gesamte Streuamplitude

Aus den Messungen kann noch keine statistisch gesicherte Entscheidung über die Art des Einflusses des Formfaktors auf die elastischen Photonenstreuquerschnitte gezogen werden, allerdings scheint die Tendenz der Meßpunkte zu zeigen, daß die gesamte Streuamplitude durch den Formfaktor beeinflusst ist. Um diese Frage abschließend zu klären, sollten Streumessungen im Maximum der Riesenresonanz des Bleis, das heißt im Energiebereich von 13 bis 18 MeV, durchgeführt werden. In diesem Gebiet ist der Einfluß höherer Multipole zu vernachlässigen.

7.3 Einfluß möglicher Quadrupolresonanzen auf die Meßergebnisse

Aus dem Verhältnis der Photonenstreuquerschnitte für verschiedene Streuwinkel kann neben dem Einfluß des Formfaktors auch die Existenz möglicher höherer Multipole modellunabhängig nachgewiesen werden. Das Verhältnis der elastischen Streuquerschnitte für Dipolstreuung wird in dem in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich durch eine glatte Kurve beschrieben, unabhängig davon, wie die Ladungsverteilung des Kerns in der elastischen Photonenstreuung zu berücksichtigen ist. Jede Abweichung von einer glatten Kurve ist eindeutig auf eine Quadrupolanregung zurückzuführen. Da die Quadrupolresonanzen mit den aus der Literatur bekannten Parametern (Na 73, Pi 74, Sch 75) um einige Größenordnungen kleiner sind als die Dipolresonanz, ist an den Einzelstreuquerschnitten ein experimentell meßbarer Effekt nicht zu erwarten.

Die Ausbeute an monochromatischen Photonen durch Positronenvernichtung im Flug am Mainzer Linearbeschleuniger nimmt mit wachsender Energie zu. Bei 10 MeV Photonenenergie ist sie um fast eine Größenordnung kleiner als bei 20 MeV. Aus diesem Grunde konnte die isoskalare Quadrupolresonanz, die

bei einer Resonanzenergie von ~ 11 MeV vorhergesagt wird, nicht intensiver untersucht werden.

In der Abbildung 24 sind die Verhältnisse der differentiellen Streuquerschnitte im Energiebereich von 18 bis 30 MeV dargestellt. In diesem Energiebereich, etwa für 25 MeV, kann aus den Quadrupolsummensätzen die Lage der isovektoriellen, $\Delta T=1$, Quadrupolresonanz abgeschätzt werden. Die durchgezogene Linie gibt dabei das Verhältnis der Photonenstreuquerschnitte bei Anwesenheit einer Quadrupolresonanz an.

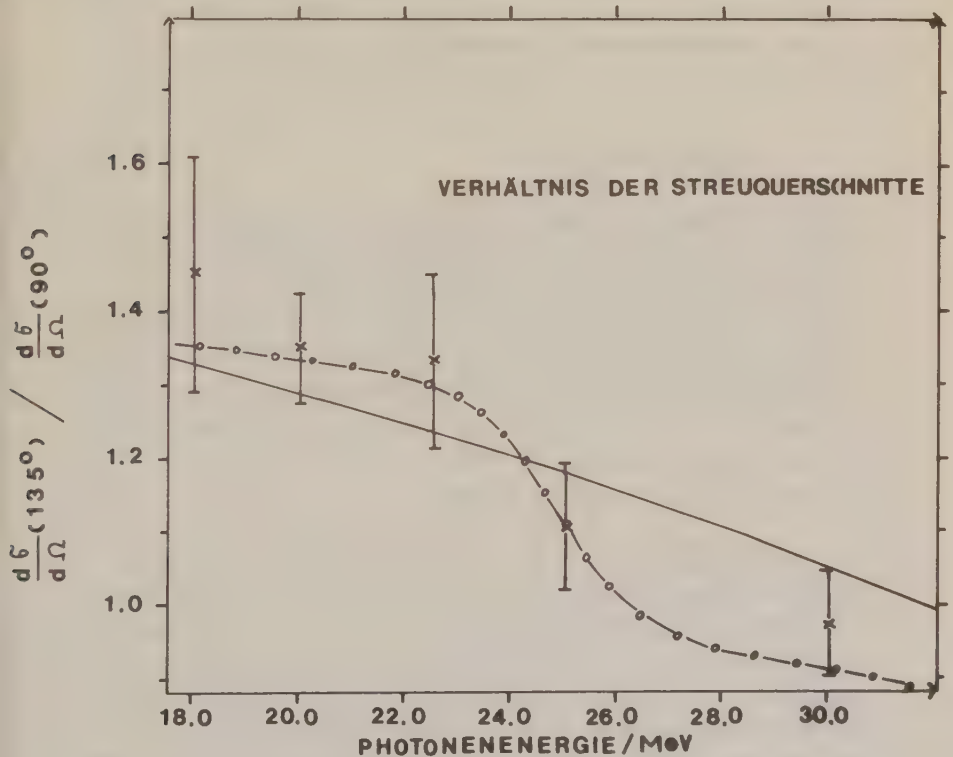


Abb. 24: Verhältnis der elastischen Photonenstreuquerschnitte für die Streuwinkel von 135° und 90° für
(—) Dipolstreuung
(-o-) Dipol-Quadrupolstreuung

Obwohl bei der elastischen Photonenstreuung jede Abweichung vom Verhältnis der Dipolstreuquerschnitte eindeutig auf eine Quadrupolanregung zurückzuführen ist, können die Messungen aus statistischen Gründen noch nicht die Existenz einer Quadrupolanregung oberhalb der Dipolriesenresonanz bestätigen. Im Prinzip können aber mit der hier beschriebenen Methode aus dem Verhältnis der Streuquerschnitte für verschiedene Streuwinkel aller Parameter der Resonanz, das heißt Lage, Breite und Stärke des Überganges, bestimmt werden. Um für ^{208}Pb die Existenz einer Quadrupolanregung zu bestätigen, muß einerseits die Statistik der Meßpunkte verbessert werden und andererseits Streumessungen bis etwa 40 MeV durchgeführt werden.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde über elastische Photonenstreuungen berichtet, die mit monoenergetischen Photonen am natürlichen Blei im Energiebereich von 11 bis 30 MeV durchgeführt wurden. Die monoenergetischen Photonen wurden durch Positronenvernichtung im Flug am Mainzer Linearbeschleuniger erzeugt. Der Nachweis der gestreuten Photonen erfolgte gleichzeitig in zwei totalabsorbierenden NaJ(Tl)-Spektrometern, die unter festen Streuwinkeln von 90° und 135° aufgestellt waren.

Für schwere Kerne kann die nukleare Absorption durch γ -Absorptionsmessungen nicht bestimmt werden, da für Kerne mit $Z \gg 20$ der systematische Fehler bei der Berechnung der atomaren Absorption etwa die Größe des Kernquerschnitts erreicht. Die (γ, n) -Messungen weichen wiederum in Bezug auf den Peakquerschnitt sehr stark voneinander ab, da das Ansprechvermögen der Neutronenspektrometer nur schwer berechnet werden kann. Es konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, daß absolut gemessene Photonenstreuquerschnitte,

die mit den totalen Absorptionsquerschnitten über die Dispersionsrelationen und das optische Theorem verknüpft sind, für Kerne mit hohem Z die beste Methode sind, die nukleare Absorption zu bestimmen.

Aus dem Verhältnis der elastischen Photonenstreuquerschnitte für verschiedene Streuwinkel können modellunabhängige Aussagen über die Lage und Stärken möglicher Quadrupolresonanzen und über die Stärke der Kollektivität der Riesenresonanz gemacht werden. Die Statistik der Meßpunkte des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentes erlaubt es noch nicht, die Existenz einer isovektoriellen Quadrupolresonanz oberhalb der Dipolriesenresonanz zu bestätigen und endgültig über die Art des Einflusses des Formfaktors auf die elastischen Photonenstreuquerschnitte zu entscheiden.

Es ist beabsichtigt, durch zusätzliche totalabsorbierende NaJ(Tl)-Spektrometer und eine schnellere elektronische Verarbeitung der Energiesignale, die es erlauben würde, den Primärquantenfluß durch ein dickeres Beryllium-Annihilationstarget zu erhöhen und die Streumessungen an einem dickeren Streutarget durchzuführen, diese Fragen weiter zu verfolgen.

Literaturverzeichnis

- A 67 Arenhövel et al., Phys.Rev. 157 (1967) 1109
Ah 75 Ahrens et al., Nucl. Phys., A 251 (1975), 479-492
Bo 72 Bohr et al., Phys. Rev., 74 (1948) 1046
Bö 63 Bösch et al., H.P.A. Vol. 36, 1963, 625
Be 70 Bergere et al., Nucl. Phys., A 159, 561 (1970)
Ber 74 Bertsch et al., Int. Conf. on Nucl. Structure and Spectroscopy, Amsterdam, 1974, p.271
Cz 69 Czock, Dissertation, Mainz 1969
O'C 73 O'Connell, Proc. Int. Conf. on photonuclear reactions and applications, Asilomar, 1973, p.71
Da 73 Danos, Proc. Int. Conf. on photonuclear reactions and applications, Asilomar, 1973, p.43
Eh 64 Ehlotzki et al., Nuovo Cimento 33, 1185 (1964)
En 74 Endt et al., Nucl. Phys., A 214 (1973) 1
Fu 72 Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1109
Fae 74 Faessler, Int. Conf. on Nucl. Structure and Spectroscopy, Amsterdam, 1974, p. 127
Gel 54 Gell-Mann et al., Phys. Rev., 95 (1954) 1612
Gi 72 Gimm, Verhandlungen der Phys.Gesellsch., Berlin 1972
Go 48 Goldhaber et al., Phys. Rev., 74 (1948) 1046
Gr 67 Greiner et al., Nucl. Phys. A 92, (1967) 673
Ga 53 Garwin, Phys. Rev., 143, (1959) 114
Hau 72 Hauptmann, Dissertation, Mainz 1972
Ham 72 Hammamoto, in Proc. Conf. on nucl. Structure using electron scattering and photoreactions, Sendai, 1972
He 70 Heisenberg et al., Phys. Lett. 32 B, (1970) 249
Han 73 Hanna et al., Phys. Rev. Lett., 32, (1974) 114
Han 74 Hanna, Int. Conf. on Nucl. Structure and Spectroscopy, Amsterdam, 1974, p. 249
Ha 72 Harfst, Diplomarbeit, Mainz, 1972
Har 64 Harvey et al., Phys. Rev., 136 (1964) B 126
Ja 74 Jackson et al., Phys. Rev., 9c (1974) 1153
Le 72 Leicht, Diplomarbeit, Mainz, 1972
Le 74 Leicht, Dissertation, Mainz, 1974
Lew 74 Lewis et al., Nucl. Phys., A 196 (1972) 337
Mi 66 Miller et al., J. de Phys. et le Rad., 10 (1961) 529

- Mo 74 Mork et al., in Ja 74
- Mey 68 Meyer-Schützmeister et al., Nucl. Phys., A 108
(1968) 180
- Me 69 Mehlig, Dissertation, Mainz, 1969
- Mar 73 Marty et al., Proc. on the Int. Conf. on Nucl.
Phys., Munich, 1973, p.657
- Moa 73 Moalem et al., Phys. Rev. Lett., 31 (1973) 482
- Na 73 Nagao et al., Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 1068
- Pi 73 Pitthan, Dissertation, Darmstadt, 1973
- Pi 74 Pitthan et al., Phys. Rev. Lett., 33 (1974) 849
- Pe 73 Peschel et al., Proc. Int. Conf. on Nucl. Physics,
Munich, 1973, p.652
- Pr 62 Pruitt et al., J.R. NBS 66A (1962)
- Si 71 Sita Ram, Dissertation, Mainz 1971
- Su 73 Suzuki, Nucl. Phys. A 217 (1973) 182
- Sch 75 Schwierczinski et al., Darmstadt, Juli 1975
- St 50 Steinwedel et al., Z. Naturforschung, 5 (1950) 413
- Sta 74 Progress Report, Nuclear Physics Laboratory,
Stanford University, 1974
- Sno 74 Snover et al., Phys. Rev. Lett., 32 (1974) 1061
- Sp 74 Speth et al., Int. Conf. on Nucl. Structure and
Spektroscopy, Amsterdam, 1974, p.111
- Tas 56 Tassie, Austr. J. Phys. 9 (1956) 407
- Wa 73 Watson et al., Nucl. Phys. A 203 (1973) 209
- Wal 73 Walcher et al., Tätigkeitsbericht 1971-1972
Darmstadt
- Wan 73 Wang et al., Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 301
- Yo 72 Young, Ph. D. Thesis, University of Illinois
(1972) unpublished
- You 74 Youngblood et al., Progress Report, Cyclotron
Institute Texas A & M Univ., 1974, p.1-10

Herrn Prof. Dr. B. Ziegler danke ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine wertvollen Ratschläge und Diskussionen bei ihrer Durchführung.

Dem Leiter der kernphysikalischen Abteilung des Max-Planck-Institutes Mainz, Herrn Prof. Dr. H. Wäffler, danke ich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und der benötigten Forschungsmittel.

Den Mitarbeitern unserer Arbeitsgruppe am Linearbeschleuniger, besonders Herrn Dr. Rolf G. Leicht, danke ich für ihre Hilfe und gute Zusammenarbeit bei der Durchführung der Messungen.

Mein Dank gilt auch Herrn Musshoff und Herrn Heichen für ihre Hilfe und Einsatz bei technischen bzw. elektronischen Fragen.

Lebenslauf

Am 23. Oktober 1942 wurde ich als Sohn des Verwaltungsangestellten Adolf Harfst und seiner Ehefrau Therese, geb. Semper, in Neukirch/Lausitz geboren.

Von Ostern 1949 bis Ostern 1959 besuchte ich die Volks- und Mittelschule in Bremen. Anschließend war ich bis zum 30. September 1967 bei der Verwaltung der Freien und Hansestadt Bremen angestellt. Von Herbst 1962 bis Ostern 1966 besuchte ich das Abendgymnasium der Freien und Hansestadt Bremen, wo ich die Reifeprüfung ablegte. Vom 1. April 1966 bis zum 30. September 1967 leistete ich meinen Grundwehrdienst ab.

Im Wintersemester 1967/68 nahm ich das Studium der Physik an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz auf. Hier bestand ich im Wintersemester 1969/70 die Vordiplomprüfung und fertigte vom Frühjahr 1971 bis Herbst 1972 in der kernphysikalischen Abteilung des Max-Planck-Institutes unter Anleitung von Prof. Dr. B. Ziegler meine Diplomarbeit an mit dem Titel "Kernreaktionen und Positronenvernichtung in Flug als Quellen monochromatischer γ -Strahlen bei der Untersuchung einer Szintillations-Spektrometer-Anordnung". Anfang 1973 bestand ich die mündliche Diplomprüfung und habe seitdem als Stipendiat unter Leitung von Prof. Dr. B. Ziegler im Max-Planck-Institut meine Doktorarbeit durchgeführt.

Seit dem 29. Juli 1972 bin ich mit der Assistenzärztin Gertrud Harfst, geb. Behles, verheiratet. Am 31. März 1976 wurde unser Sohn Daniel geboren.

